

# **Vollautomatische Kalibrierung von Parallelendmaßen mit Hilfe der Phasenverschiebungsinterferometrie**

Von der Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades  
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

DISSERTATION

von

Torsten M. Gruhn

aus Duisburg

Eingereicht am:	15.06.2001
Mündliche Prüfung am:	04.10.2002
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. R. Ritter
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. S. Büttgenbach
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. R. Tutsch

2003



Für Victoria



## **Danksagung**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachlaboratorium 5.13 „Interferentielle Längenmessung“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig.

Herrn Prof. a.D. Dr.-Ing. R. Ritter, Emeritus am Institut für Produktionsmeßtechnik im Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Braunschweig, gilt mein Dank für die Förderung dieser Arbeit und die Übernahme der Berichterstattung.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. S. Büttgenbach, Leiter des Instituts für Mikrotechnik im Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Braunschweig, für die Übernahme der Betreuung seitens der Universität, sein Interesse an dieser Arbeit und seine Geduld, ohne die ein Gelingen nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Tutsch, Leiter des Instituts für Produktionsmeßtechnik im Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Braunschweig, danke ich herzlich für die Übernahme der Mitberichterstattung.

Bei Herrn Reg. Dir. Dr. rer. nat. G. Bönsch, Leiter des Fachlaboratoriums „Interferentielle Längenmessung“ an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig, bedanke ich mich ausdrücklich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und des Arbeitsthemas, wobei er mir viele Freiheiten zur eigenen Gestaltung des Forschungsgebietes ließ. Seine ständige Bereitschaft für Diskussionen und seine wertvollen Ratschläge ermöglichten mir detaillierte Einsichten in die interferentiellen Längenmeßtechnik, die zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen haben.

Schließlich möchte ich allen Mitarbeitern des Fachlaboratoriums „Interferentielle Längenmessung“ für die freundschaftliche und hilfreiche Unterstützung meinen Dank aussprechen.



## Kurzfassung

Parallelendmaße sind die derzeit mit der kleinsten Meßunsicherheit darstellbaren Maßverkörperungen der Länge. Sie sind quaderförmig mit zwei ebenen, zueinander parallelen Meßflächen und bestehen aus einem verschleißfesten Werkstoff. Parallelendmaße bilden die Grundlage im Bereich der industriellen Längenmeßtechnik, da dort die meisten Messungen auf Parallelendmaße als Bezugsnormale der Länge zurückgeführt werden. Ihre Meßflächen lassen sich mit hoher Genauigkeit eben, parallel und mit einer spiegelnden Politur herstellen. Dadurch ist es möglich, Parallelendmaße über ein interferentielles Meßverfahren direkt mit bekannten Lichtwellenlängen zu vergleichen. Der wichtigste für eine Messung ausgewählte Punkt ist der Mittelpunkt der Meßfläche. Das ihm zugeordnete Maß wird als Mittenmaß bezeichnet. Es wird bei der Kalibrierung eines Endmaßes bestimmt und als einziges Maß, bzw. als das Maß des Endmaßes angegeben.

Für den Anschluß der Endmaße an die SI-Einheit Meter mit Hilfe von bekannten Vakuum-Lichtwellenlängen werden so genannte Interferenzkomparatoren verwendet. Hierbei handelt es sich um modifizierte Michelson-Interferometer. Zur Messung wird das Endmaß auf eine Anschubplatte gleichen Materials und gleicher Oberflächenbeschaffenheit angeschoben, so daß die obere, freie Meßfläche des Endmaßes und die Anschubplatte eine Stufe bilden, die der Länge des Endmaßes entspricht. Das Endmaß und die Anschubplatte ersetzen im Interferometer einen der beiden Spiegel und reflektieren die einfallende Lichtwelle. Dadurch kann die Stufe und damit die Länge des Endmaßes im Interferenzkomparator von einem Beobachter über eine visuelle Auswertung von Interferenzstreifen mit einem international empfohlenen Wellenlängennormal verglichen werden. Die gegenwärtige visuelle Auswertung der Interferenzerscheinung ist jedoch relativ zeitaufwendig, für den Beobachter auf Dauer anstrengend und enthält stets eine subjektive Komponente.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, einen bestehenden Interferenzkomparator so zu modifizieren, daß es möglich wird, kurze Parallelendmaße bis 100 mm Länge schnell, komfortabel und vollautomatisch zu kalibrieren, wobei alle wichtigen Kenngrößen inklusive einer Topographie der Endmaßmeßfläche in einem einzigen Meßvorgang bestimmt werden.

Um die dazu notwendige flächige Interferenzphasenbestimmung durchführen zu können, wird der Interferenzkomparator für die Phasenverschiebungsinterferometrie umgerüstet. Für die Phasenverschiebungsinterferometrie wird das Interferenzbild auf die Matrix einer elektronischen Kamera abgebildet. Es werden nacheinander einzelne Interferenzbilder aufgezeichnet, für die der Gangunterschied der interferierenden Wellen in definierter Weise verändert wurde. Aus diesen einzelnen Interferenzbildern läßt sich anschließend für jeden Bildpunkt die Interferenzphase berechnen.

Damit der Meßablauf vollautomatisch erfolgen kann, wird ein Steuer- und Auswerteprogramm entwickelt, das in der Lage ist, auf einfache Weise den gesamten Meßvorgang zu steuern und anschließend die angefallenen Daten schnell auszuwerten, wofür ein handelsüblicher PC der unteren Leistungsklasse ausreicht. Dazu steuert das Programm zunächst die Aufnahme der Interferenzbilder für die Berechnung der benötigten Interferenzphasen. Um aus den Bildern der Interferenzphasen die gewünschten Informationen zu erhalten, ist der Bildgewinnung eine Bildauswertung nachgeschaltet. Diese Bildauswertung muß u.a. das Endmaß im Gesichtsfeld lokalisieren und die Bilddaten aufbereiten, bevor die Kenndaten des Endmaßes ermittelt werden können.

Ein Vergleich mit dem ursprünglichen Meßverfahren verdeutlicht die Leistungsfähigkeit des neuen Systems und zeigt seine Eignung für die Endmaßkalibrierung, so daß es als Pilotanlage für die künftige Anwendung des neuen Verfahrens im Meßbetrieb fungieren kann.





# Inhalt

<b>Danksagung</b>	<b>5</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>7</b>
<b>Inhalt</b>	<b>9</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>13</b>
<b>1.1 Definition der Basiseinheit Meter</b>	<b>13</b>
<b>1.2 Weitergabe der Längeneinheit über Parallelendmaße</b>	<b>14</b>
<b>1.3 Ursprüngliches Meßverfahren an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt</b>	<b>16</b>
<b>1.4 Entwicklungen im Bereich der interferentiellen Endmaßkalibrierung</b>	<b>23</b>
1.4.1 Phasenverschiebungsinterferometrie	25
<b>1.5 Geplanter Aufbau (Konzept, Ziele, Problemstellung)</b>	<b>30</b>
<b>2 Versuchsaufbau</b>	<b>31</b>
<b>2.1 Komponenten</b>	<b>31</b>
2.1.1 Komparator	31
2.1.2 Sensorik zur Messung der relevanten Zustandsgrößen der Luft sowie der Endmaßtemperatur	31
2.1.3 Kamera	32
2.1.4 Strahlungsquelle für die interferometrische Endmaßkalibrierung	37
2.1.5 Phasenverschiebeeinrichtung	44
2.1.5.1 Schrittweise Regelung des Gangunterschieds	47
<b>2.2 EDV</b>	<b>48</b>
2.2.1 Hardware	48
2.2.2 Entwicklungsumgebung	49
<b>3 Bilderzeugung und -auswertung</b>	<b>50</b>
<b>3.1 Bilderzeugung</b>	<b>50</b>
<b>3.2 Bildauswertung</b>	<b>52</b>
3.2.1 Berechnung der Interferenzbruchteile	52
3.2.2 Bildaufbereitung	54
3.2.2.1 Störungen im Phasenbild	54
3.2.2.2 Kritische Bereiche	55

3.2.2.3	Korrektur des Phasenbildes	56
3.2.2.4	Funktionsweise des Korrekturalgorithmus	57
3.2.3	Auswertung	71
3.2.3.1	Bestimmung der unkorrigierten Meßwerte	71
3.2.3.2	Korrekturen	74
<b>4</b>	<b>Messung und Erprobung</b>	<b>79</b>
<b>4.1</b>	<b>Test der Bildaufbereitung und Objekterkennung</b>	<b>79</b>
4.1.1	Funktionstest	79
<b>4.2</b>	<b>Betrachtung der Ergebnisse wiederholter Messungen</b>	<b>80</b>
4.2.1	Mittenmaß	80
4.2.2	Ebenheitsabweichung	84
4.2.3	Abweichungsspanne	88
4.2.4	Einfluß der Lage auf die Meßgrößen	93
4.2.4.1	Einfluß auf die Bestimmung des Mittenmaßes	93
4.2.4.2	Einfluß auf die Bestimmung der Ebenheitsabweichung	94
4.2.4.3	Einfluß auf die Bestimmung der Abweichungsspanne	96
<b>4.3</b>	<b>Vergleich mit dem bisherigen Verfahren</b>	<b>97</b>
<b>4.4</b>	<b>Abschätzen der Meßunsicherheit für das Mittenmaß</b>	<b>99</b>
4.4.1	Mathematisches Modell	100
4.4.2	Beiträge zur Gesamtvarianz	102
4.4.2.1	Nennmaß	102
4.4.2.2	Laserwellenlänge	103
4.4.2.3	Gewichtungen der Wellenlängen	103
4.4.2.4	Brechzahl der Luft	104
4.4.2.5	Ganzzahlige Interferenzordnungen	106
4.4.2.6	Interferenzbruchteile	107
4.4.2.7	Abweichung vom senkrechten Lichteinfall	107
4.4.2.8	Blendenkorrektur	108
4.4.2.9	Wärmeausdehnungskoeffizient	108
4.4.2.10	Abweichung der Endmaßtemperatur von 20 °C	108
4.4.2.11	Phasensprung bei der Reflexion am Endmaß	109
4.4.2.12	Einfluß der Oberflächenrauheit	109
4.4.2.13	Einfluß des Anschubs	109
4.4.2.14	Einflüsse der Optik	110

---

4.4.2.15	Ebenheit des Endmaßes	110
4.4.2.16	Einfluß unterschiedlichen Anschubverhaltens bei verschiedenem Material von Maß und Anschubplatte	110
4.4.3	Erweiterte Meßunsicherheit	111
<b>4.5</b>	<b>Abschätzen der Meßunsicherheit für die Abweichungsspanne</b>	<b>112</b>
4.5.1	Mathematisches Modell	112
4.5.2	Beiträge zur Gesamtvarianz	113
4.5.2.1	Laserwellenlänge	113
4.5.2.2	Ganzzahlige Interferenzordnungen	113
4.5.2.3	Interferenzbruchteile	114
4.5.2.4	Ebenheit des Endmaßes	114
4.5.2.5	Einfluß des Anschubs	115
4.5.2.6	Einflüsse der Optik	115
4.5.3	Erweiterte Meßunsicherheit	116
<b>4.6</b>	<b>Abschätzen der Meßunsicherheit für die Ebenheitsabweichung</b>	<b>116</b>
<b>4.7</b>	<b>Betrachtung der Ergebnisse</b>	<b>117</b>
<b>5</b>	<b>Schlußbetrachtung</b>	<b>118</b>
<b>Anhang A – Subtraktion von Ausgleichsebenen</b>		<b>125</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>128</b>
<b>Lebenslauf</b>		<b>132</b>



# 1 Grundlagen

In unserer heutigen Industriegesellschaft hat das Messen eine herausragende Bedeutung erlangt. Jede Ware, die ihren Besitzer wechselt, muß gemessen werden. Das Handwerk und die Industrie sind dazu angehalten, ihre Produkte und Bauteile zu messen. Das Messen ist also zu einem ganz normalen Bestandteil des Lebens geworden, ohne dabei jedoch an Wichtigkeit zu verlieren. Speziell für den Bereich der industriellen Fertigung ist die Messung der Länge von großem Belang. Dies wird sofort klar, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die wirtschaftlich sinnvolle industrielle Erzeugung technischer Gegenstände nur nach den Grundsätzen des Austauschbaus möglich ist. Eine unabdingbare Voraussetzung für die austauschbare Fertigung ist die Gleichheit der Einheit für Längenmaße innerhalb einer Fertigungsstätte sowie der gesamten Industrie /1/. Aber auch der Handel mit seinem weltweiten Warenaustausch ist auf Längenstandards angewiesen, denn schließlich soll ein Quadratmeter hochwertiges Gewebe auf der ganzen Welt die gleiche Fläche abdecken. Vereinfacht läßt sich das eben Beschriebene auf die Formel bringen: „*Es muß überall mit gleichem Maß gemessen werden*“. Diese simple Feststellung wirft zwei entscheidende Fragen auf:

1. Wie muß dieses „*gleiche Maß*“ beschaffen sein?
2. Wie wird diese Gleichartigkeit überprüft/sichergestellt?

## 1.1 Definition der Basiseinheit Meter

Die Suche nach dem „*gleichen Maß*“ fand ihren Abschluß in der Einführung der Längeneinheit *Meter*. Das Meter wurde im Zuge der Französischen Revolution geschaffen und war ursprünglich definiert als ein Zehnmillionstel der Distanz vom Nordpol zum Äquator entlang des Meridians, der durch die Pariser Sternwarte verläuft /2/.

Die Einführung von immer genaueren Laserwellenlängen-Normalen und Fortschritte bei der optischen Frequenzmessung eröffneten die Möglichkeit, das Meter durch Festlegen eines Wertes für die Lichtgeschwindigkeit  $c$  neu zu definieren. Die derzeit gültige Definition der Einheit Meter wurde während der 17. Generalkonferenz für Maß und Gewicht von 1983 festgelegt. Seit dieser Zeit ist das Meter definiert als

*die Strecke, die das Licht in  $1/_{299792458}$  Sekunden im Vakuum zurücklegt* /3/.

Die Längeneinheit wird also durch eine Laufzeit definiert. Sie ist deshalb mit der Definition der Zeiteinheit verknüpft. Nach dieser Definition der Längeneinheit können Entfernungen zwischen zwei Meßpunkten mit Hilfe der Zeit bestimmt werden, in der das Licht vom einen Punkt zum anderen läuft. Derartige Messungen eignen sich für große Entfernungen, wo sie zu kleinen relativen Unsicherheiten führen. So wird z. B. die Entfernung zwischen dem Mond und der Erde gemessen, indem ein kurzer Puls eines leistungsstarken Laserstrahls auf den Mond gesendet und von einem dort aufgestellten Spiegel reflektiert wird. Aus dem festgelegten Wert der Lichtgeschwindigkeit und der gemessenen

Zeit, die der Laserpuls für einen Umlauf von der Erde zum Mond und zurück benötigt, läßt sich die Entfernung mit einer relativen Unsicherheit von weniger als  $\pm 3 \cdot 10^{-10}$  bestimmen.

Während Laufzeitmessungen für astronomische Entfernungen üblich sind, kommen sie für Präzisionslängenmessungen im Laboratorium – z. B. von Längen bis zu mehreren Metern – nicht in Frage. Hier werden häufig Meßunsicherheiten von Bruchteilen einer Lichtwellenlänge benötigt. Bei einer Laufzeitmessung wäre dann eine Zeitauflösung von weniger als einer Periodendauer der Lichtschwingung ( $T \cong 2 \cdot 10^{-15}$  s) erforderlich, die zur Zeit nicht erreichbar ist. Für Präzisionslängenmessungen im Laboratorium eignen sich dagegen interferentielle Methoden, bei denen die zu messende Länge als Vielfaches einer bekannten (Vakuum-)Wellenlänge bestimmt wird. Als Strahlungsquellen dienen Laser, deren Frequenz auf einen atomaren oder molekularen Übergang stabilisiert ist. Die Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$  ergibt sich nach der Beziehung  $c_0 = \nu \cdot \lambda_0$  aus dem festgelegten Wert  $c_0$  für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und dem in einer vorhergehenden Messung bestimmten Wert  $\nu$  für die Frequenz der verwendeten Strahlung. Da optische Frequenzmessungen sehr aufwendig sind und nur an wenigen Stellen in der Welt ausgeführt werden, tritt das Beratende Komitee zur Meterdefinition (Comité Consultative pour la Définition du Mètre, CCM) turnusmäßig zusammen, beurteilt solche Frequenzmessungen und spricht Empfehlungen über Werte und Unsicherheiten solcher Wellenlängennormale aus, die für interferentielle Längenmessungen verwendet werden können.

## 1.2 Weitergabe der Längeneinheit über Parallelendmaße

In der Längenmeßtechnik wird die Längeneinheit vorwiegend über Parallelendmaße [4][5] weitergegeben. Parallelendmaße sind die derzeit mit der kleinsten Meßunsicherheit darstellbaren Maßverkörperungen der Länge. Sie bestehen aus einem verschleißfesten Werkstoff, sind quaderförmig und haben zwei ebene, zueinander parallele Meßflächen (Abbildung 1-1) [2]. Die Meßflächen der Parallelendmaße sind geläppt, so daß sie wie ein Spiegel Licht reflektieren können. Aufgrund der damit verbundenen optischen Eigenschaften ist es möglich, Parallelendmaße mit Lichtwellenlängen mit dem Meßprinzip der Lichtinterferenz unter Verwendung geeigneter Interferenzkomparatoren in einem direkten Meßverfahren zu vergleichen. Die verwendeten Lichtwellenlängen sind entweder international als Normale empfohlen oder lassen sich auf diese Normale zurückführen. Somit lassen sich Parallelendmaße direkt an die SI-Längeneinheit *Meter* anschließen [2].

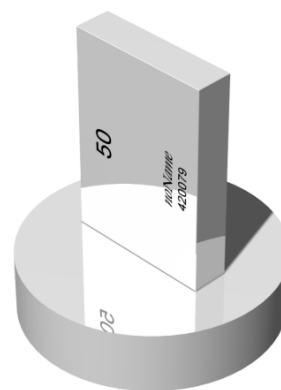


Abbildung 1-1: Ein Parallelendmaß auf einer Anschubplatte

Wegen ihrer einfachen Handhabung sind Parallelendmaße als transportable Längennormale eine wesentliche Grundlage der industriellen Längenmeßtechnik geworden. Mit Hilfe mechanischer Unter-

schiedsmessungen kann die Länge interferometrisch kalibrierter Endmaße auf andere Parallelendmaße übertragen werden, indem ein Prüfmaß mit einem Normal unter zu Hilfenahme geeigneter Endmaß-Meßgeräte verglichen wird. Dabei werden die Meßflächen beider Endmaße (Prüfling und Normal) von Meßbolzen aus entgegengesetzten Richtungen angetastet und die Längendifferenz wird mit einem hochauflösenden Längenmeßgerät gemessen. Auf diese Weise wird eine Rückführung auf die internationale Längendefinitionen gewährleistet. Das gesamte Meßverfahren wird ausführlicher in /1/ oder auch /2/ beschrieben.

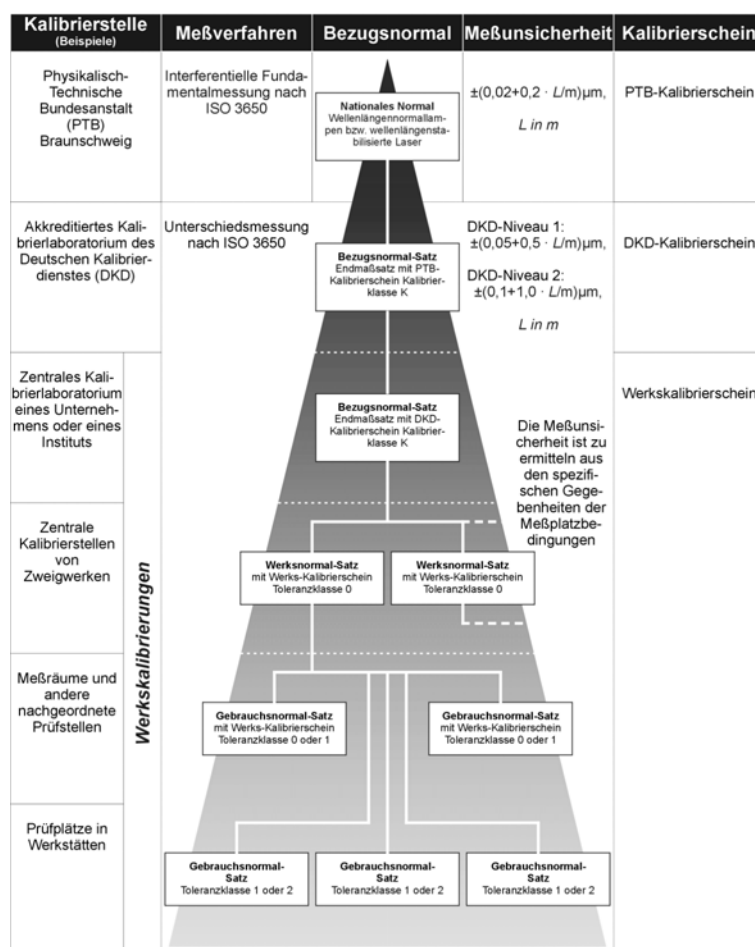


Abbildung 1-2: Gliederung des Kalibriersystems in der Bundesrepublik Deutschland

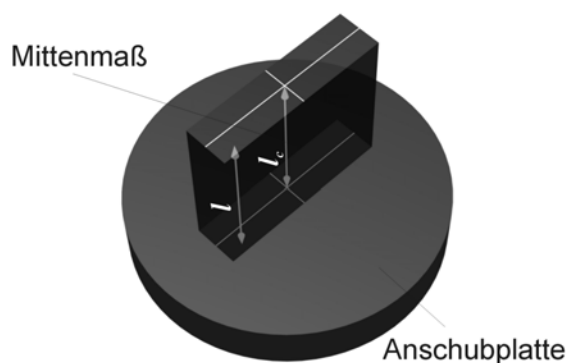


Abbildung 1-3: Die Länge  $l$  und das Mittenmaß  $l_c$  eines auf einer Anschubplatte angeschobenen Endmaßes

Neben dem Nennmaß  $l_n$  existieren per Definition Größen, die für die Weitergabe der Längeneinheit über Parallelendmaße wichtig sind: Während das Nennmaß  $l_n$  lediglich die Soll-Länge eines Parallelendmaßes angibt, stehen die Länge  $l$  eines Endmaßes und das Mittenmaß  $l_c$  für Ist-Größen (Abbildung 1-3). Die Länge  $l$  eines Endmaßes steht für den senkrechten Abstand eines bestimmten, ausgewählten Punktes an beliebiger Stelle der freien Endmaß-Meßfläche und der Anschubplatte. Die wichtigste Kenngröße eines Endmaßes ist das Mittenmaß  $l_c$ . Das Mittenmaß repräsentiert die Länge, die mit dem

In Abbildung 1-2 sind die Meßverfahren für die Längenübertragung für Parallelendmaße nach DIN EN ISO 3650 mit den jeweiligen Kalibrierstellen, den zu verwendenden Bezugsnormalen und den erreichbaren Meßunsicherheiten wiedergegeben. Ebenfalls sind in der Norm DIN EN ISO 3650 die wichtigsten Eigenschaften von Parallelendmaßen mit rechteckigem Querschnitt und Nennmaßen von 0,5 mm bis 1000 mm festgelegt:

Endmaß weitergegeben werden soll, und ist definiert als die Länge eines Endmaßes in der Mitte der freien Meßfläche.

Endmaße sind reale Körper und weisen herstellungsbedingt Abweichungen von der idealen geometrischen Form eines Quaders auf. Um diese Abweichungen zu erfassen, wurden weitere Kenngrößen eingeführt, die Abweichung von der Ebenheit  $f_d$  und die Abweichungsspanne  $v$ . Während die Abweichung von der Ebenheit einen Anhaltspunkt über die ausgeprägten Topographie der Meßfläche des Endmaßes liefert, ist die Abweichungsspanne  $v$  die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Wert für  $l$  an beliebiger Stelle der Meßfläche.

Vor allem aus Kostengründen ist es nicht unbedingt notwendig und wenig sinnvoll, ausschließlich mit höchster Präzision gefertigte Endmaße für jeden Einsatzzweck und an jedem Einsatzort zu verwenden. So werden an Endmaße für die Überprüfung von Meßschiebern andere Anforderungen gestellt als an solche, die für die das Einstellen einer Drehmaschine verwendet werden /6/. Daher gehören Parallelendmaße unterschiedlichen Kalibrier- bzw. Toleranzklassen an. Gemäß DIN EN ISO 3650 sind Parallelendmaße nach steigender Genauigkeit in die Toleranzklassen 2, 1, 0 und die Kalibrierklasse K eingeteilt. Die zulässigen Abweichung bzw. Toleranzen für diese Klassen sind ebenfalls in dieser Norm angegeben.

### 1.3 Ursprüngliches Meßverfahren an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Wie Abbildung 1-2 zu entnehmen ist, bildet die interferentielle Fundamentalmessung von Endmaßen den Ausgangspunkt des Kalibriersystems für die Weitergabe des staatlichen Längennormals auf Parallelendmaße. Über Interferometer ist es möglich, Längen physikalisch unterschiedlicher Art miteinander zu vergleichen, und zwar die Wellenlänge der Strahlung einer monochromatischen Lichtquelle mit einer körperlichen Länge in der Form des Abstandes zweier Spiegel. Die große Bedeutung der interferentiellen Meßtechnik liegt in der Tatsache, daß es Strahlungen mit reproduzierbaren Wellenlängen gibt, und daß diese Wellenlängen sehr klein sind, also einen sehr fein geteilten Maßstab bilden. Interferentielle Längenmeßmethoden mit sichtbarem Licht ermöglichen deshalb hohe Genauigkeiten. Als Strahlungsquellen für die interferentielle Messung von Endmaßen können besondere Gasentladungslampen – so genannte Wellenlängennormallampen – zum Einsatz kommen. In Gasentladungslampen wird Gasatomen bzw. -molekülen direkt Energie zugeführt, die sie teilweise in Form von Strahlungsenergie wieder abgeben (Lumineszenz). Im Prinzip besteht eine Entladungslampe aus einem abgeschlossenen Glasrohr, das mit einem Gas bzw. Metaldampf gefüllt ist und mit Elektroden an den Enden versehen ist. In einer Gasentladung werden durch die an den Elektroden angelegte Spannung freie Ladungsträger zur Anode beschleunigt, geben durch Stöße Energie an die Gasatome ab bzw. ionisieren diese, wenn die Beschleunigungsenergie genügend groß



ist. Die in den Atomen gespeicherte Energie wird als Strahlung wieder abgegeben (atomare Emission), wobei die emittierten Wellenlängen im Unterschied zum thermischen Strahler durch die Gassorte bestimmt sind. Für diese Lampenart ist typisch, daß die Strahlung in mehr oder weniger engen Wellenlängenbereichen emittiert wird. Die Rekombination von Ionen führt zur Strahlung mit einem kontinuierlichen Spektrum, das sich dem Linienspektrum überlagert. Unter anderem bestimmen die Gassorte, der Fülldruck und der an den Elektroden angelegte Strom bei Entladungslampen das emittierte Spektrum.

An der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) wurden für die Längenmessung sowohl  $^{114}\text{Cd}$ - als auch  $^{198}\text{Hg}$ -Wellenlängennormallampen entwickelt /7/. Die Lampen sind gefüllt mit einem Gemisch aus Argon und  $^{114}\text{Cd}$  bzw.  $^{198}\text{Hg}$  hoher Reinheit, der Anteil anderer Isotope (z. B.  $^{111}\text{Cd}$  und  $^{113}\text{Cd}$  bei der Cadmium-Lampe) beträgt weniger als 2%. Wird der Anteil der anderen Isotope zu groß, sind im Spektrum nah an den interessierenden Linien zusätzliche, ausgeprägte Linien zu beobachten (Feinstruktur). Diese dicht benachbarten Linien sind bei der interferometrischen Längenmessung besonders störend, da sie wegen ihrer geringfügig anderen Wellenlänge zu Fehlern bei der Interferenzbruchteilbestimmung führen. Der Fülldruck in diesen Wellenlängennormallampen beträgt einige hPa (1,3 hPa bei der  $^{114}\text{Cd}$ -Lampe, 6,6 hPa bei der  $^{198}\text{Hg}$ -Lampe), die gegenseitige Beeinflussung der Gasatome ist sehr gering. Durch Regelung des angelegten Stroms im Bereich von 0,5 A und darunter (wobei die  $^{198}\text{Hg}$ -Lampe zusätzlich gekühlt werden muß) läßt sich erreichen, daß die Lampen Linienspektren mit schmalen, symmetrischen Spektrallinien emittieren. So wird beispielsweise die Halbwertsbreite der Spektrallinie der roten  $^{114}\text{Cd}$ -Linie ( $\lambda = 644 \text{ nm}$ ) mit  $5,3 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$  angegeben /7/. Da die atomare Emission von Strahlung nur eine begrenzte Zeit dauert (z. B.  $10^{-8} \text{ s}$ ), hat der entstehende Wellenzug auch nur eine begrenzte zusammenhängende Länge, die Kohärenzlänge  $l_{\text{koh}}$ . Die Kohärenzlänge kann bestimmt werden aus

$$l_{\text{koh}} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_{0,5}}, \quad \text{Gleichung 1-1}$$

mit  $\Delta\lambda_{0,5}$  als Halbwertsbreite der betreffenden Spektrallinie mit der Wellenlänge  $\lambda$ .  $\Delta\lambda_{0,5}$  wird ebenfalls durch die Emissionszeit bestimmt, aber durch Störeinflüsse (Doppler-Effekt, Stoßverbreiterung) noch vergrößert. Haben die durch die Aufspaltung entstandenen, interferenzfähigen Wellenzüge durch unterschiedliche optische Wege einen Gangunterschied  $\Gamma$  erhalten, so muß  $\Gamma \leq l_{\text{koh}}$  sein, wenn noch Interferenz auftreten soll – andernfalls überdecken sich die Wellenzüge nicht mehr. Mit abnehmender Überdeckungslänge nimmt die Sichtbarkeit der Interferenz ab. Erfahrungsgemäß sollte deshalb  $\Gamma \leq l_{\text{koh}}/2$  sein. Für die rote  $^{114}\text{Cd}$ -Linie ergibt sich eine Kohärenzlänge von etwa 800 nm, so daß Endmaße bis 100 mm Länge auf jeden Fall interferometrisch ausgemessen werden können.

Zu Beginn der Arbeiten (März 1994), die dieser Abhandlung zu Grunde liegen, verfügte die PTB über mehrere Interferenzkomparatoren zur Kalibrierung kurzer Endmaße (i.e. Endmaße  $\leq 100 \text{ mm}$ ), deren Funktionsprinzip jedoch weitestgehend identisch ist /8/.

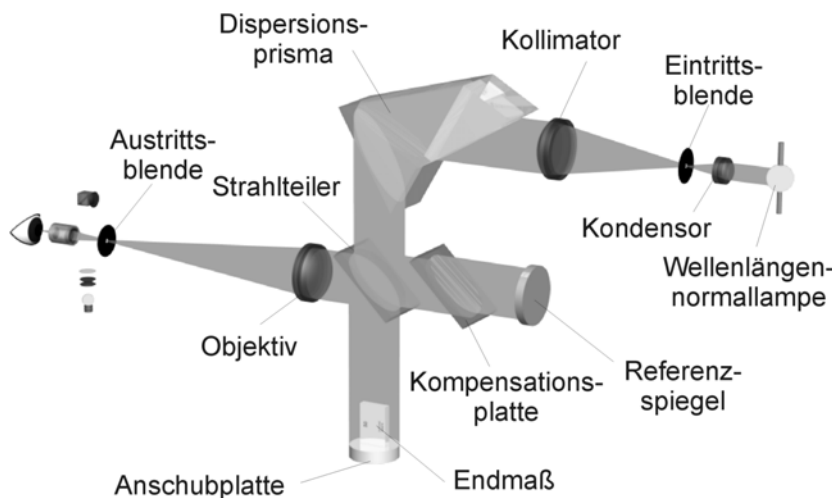
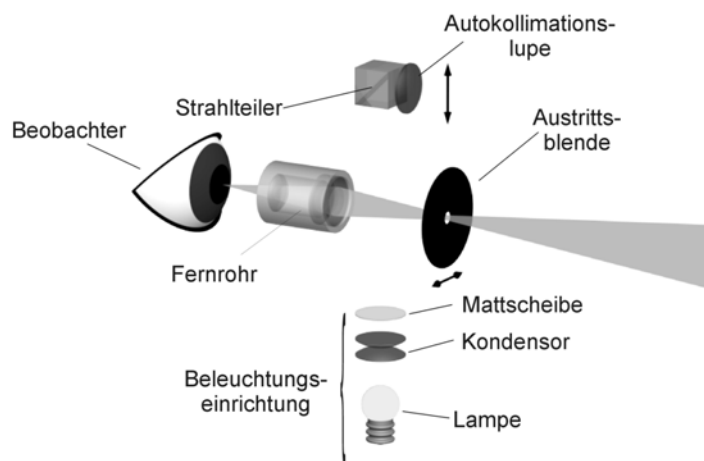


Abbildung 1-4: Prinzipieller Aufbau eines Interferenzkomparators, bei dem es sich vom Grundsatz her um ein modifiziertes Michelson-Interferometer handelt. Der Weg des Lichts in dem Komparator ist hellgrau dargestellt.

Abbildung 1-4 zeigt den grundsätzlichen Aufbau eines Interferenzkomparators, der eine Kombination aus einem Michelson-Interferometer und einem Monochromator ist. Das von der Wellenlängennormallampe emittierte Licht wird mit dem Kondensor auf die Eintrittsblende fokussiert. Anschließend bildet der Kollimator die beleuchtete Eintrittsblende ins Unendliche ab, ein ebenes Wellenfrontensystem entsteht. Das parallele Lichtbündel trifft auf ein Dispersionselement – in Abbildung 1-4 ein Prisma; es werden auch Gitter eingesetzt –, das eine wellenlängenabhängige Richtungsänderung (Winkeldispersion) des Lichtes bewirkt. Über eine fein justierbare Kippvorrichtung läßt sich das Dispersionselement drehen, so daß eine ausgesuchte Wellenlänge aus dem Linienspektrum der Lampe senkrecht in das eigentliche Interferometer fallen kann, das dem Dispersionselement nachgeschaltet ist. Die Bestandteile des Interferometers sind ein Strahlteiler, eine Kompensationsplatte, ein Referenzspiegel sowie die Anschubplatte mit dem darauf angeschobenen Endmaß. Anders als beim gewöhnlichen Michelson-Interferometer ersetzt hier die Kombination Anschubplatte/Endmaß den zweiten Spiegel. Die Anschubplatte mit dem angeschobenen Parallelendmaß ruht auf einem Objektisch. Mittels einer fein justierbaren Vorrichtung zur Höheneinstellung und zur Tischkipfung kann die Anschubplatte mit dem Endmaß im Interferometer ausgerichtet werden.

Am Ausgang des Interferometers befindet sich eine langbrennweitige Linse (*Objektiv* in Abbildung 1-4), mit der das austretende Lichtbündel auf die Austrittsblende fokussiert wird. Die Brennweite dieser Linse ist so ausgelegt, daß die Anschubplatte mit dem Endmaß noch innerhalb der Brennweite liegt. Dadurch läßt sich die Interferenzerscheinung vom Beobachter wie mit einer Lupe betrachten. Der Austrittsblende fällt die Aufgabe zu, unerwünschte Reflexe, wie sie beispielsweise an der Rückseite des leicht keilförmigen Strahlteilers entstehen, auszublenzen. Werden diese Reflexe nicht ausgeblendet, überlagern sie sich dem Interferenzbild und machen eine Auswertung unmöglich. Zudem ist diese Blende Bestandteil des Monochromators und dient dazu, nur die selektierte Meßwellenlänge durchzulassen.

Der beobachterseitige Teil des Komparators (Abbildung 1-5) ist zusätzlich mit einem Fernrohr zur besseren Betrachtung der Interferenzerscheinung ausgerüstet. Zusätzlich gibt es eine Autokollimationslupe, die sich in den Strahlengang schieben läßt, sowie eine Beleuchtungseinrichtung. Schiebt man die Autokollimationslupe zusammen mit dem Strahlteiler in den



Strahlengang, so wird die Austritts- *Abbildung 1-5: Detailansicht des beobachterseitigen Teils eines Interferenzkomparators* blende scharf in das Auge des Beobachters abgebildet. Über den Strahlteiler wird die Austrittsblende durch die Beleuchtungseinrichtung beleuchtet. Die Austrittsblende wird so justiert, daß ihr Bild, das mit dem Objektiv (vgl. Abbildung 1-4) und dem Interferometerspiegel in der Brennebene erzeugt wird, wieder in der Austrittsebene liegt. Dann ist Autokollimation, d. h. senkrechter Lichteinfall auf den Interferometerspiegel erreicht. Die Austrittsblende kann aus dem Strahlengang entfernt werden, um die verschiedenen Reflexe der Eintrittsblende in der Position der Austrittsblende zu justieren. Die Komponenten des Interferenzkomparators sind mechanisch miteinander verbunden und befinden sich – mit Ausnahme der Wellenlängennormallampe – in einem Isoliergehäuse, das in Abbildung 1-4 und Abbildung 1-5 der besseren Übersicht wegen weggelassen wurde.

Im Komparator bilden sich zwei Interferenzsysteme aus: Das erste zwischen dem Referenzspiegel und der freien Fläche der Anschubplatte, das zweite zwischen dem Referenzspiegel und der freien Meßfläche des Parallelendmaßes. Stehen sowohl der Referenzspiegel als auch die Endmaßmeßfläche bzw. die Anschubplatte senkrecht zu den Wellenfronten (Abbildung 1-7, oben), besteht überall zwischen den beiden Teilbündeln des jeweiligen Interferenzsystems die gleiche Phasenbeziehung. Die Meßfläche des Endmaßes und die sichtbare Fläche der Anschubplatte erscheinen gleichmäßig hell (Abbildung 1-7, unten), es sind keine Interferenzstreifen im Gesichtsfeld zu beobachten. Dieser Zustand wird auch als *Streifenlosigkeit* bezeichnet.

Stehen der Referenzspiegel oder die Kombination Endmaß/Anschubplatte nicht exakt senkrecht zu den auftreffenden Wellenfronten (Abbildung 1-6, oben), weist das Interferenzbild helle und dunkle Streifen auf (Abbildung 1-6, unten). In diesem Fall bilden das virtuelle Endmaß/die virtuelle Anschubplatte mit dem Referenzspiegel einen „Luftkeil“. Im Gegensatz zur Streifenlosigkeit besteht nicht mehr überall zwischen den beiden Teilbündeln die gleiche Phasenbeziehung und es kommt abwechselnd zu destruktiver und konstruktiver Interferenz. Ein Streifenabstand entspricht dabei einer Änderung des Gangunterschieds um eine halbe Wellenlänge.

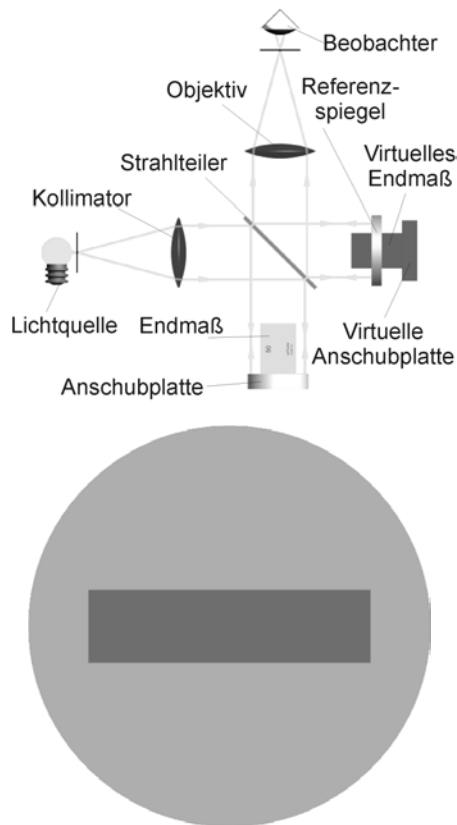


Abbildung 1-7: Stellung des Endmaßes im Komparator, wenn Streifenlosigkeit eingestellt ist (oben). Darunter ist eine Interferenzerscheinung dargestellt, wie sie bei Streifenlosigkeit beobachtet werden kann.

sich Streifenanzahl und Streifenrichtung einstellen lassen. Mittels der Höheneinstellung lassen sich die Interferenzstreifen unabhängig von der Streifenanzahl und -richtung verschieben. Für die Endmaßkalibrierung wählt man gewöhnlich eine Einstellung, bei der die Interferenzstreifen senkrecht zur langen Endmaßkante verlaufen, wie es in Abbildung 1-6 unten dargestellt ist; die Anzahl der eingestellten Interferenzstreifen wird willkürlich gewählt, wobei häufig ein Wert von sechs hellen Streifen auf dem Endmaß eingestellt wird. Die Lichtstrahlen, die auf den Bereich der Anschubplatte treffen, haben einen längeren Weg zurückzulegen als die Strahlen, die von der Meßfläche des Endmaßes reflektiert werden. Die Wegdifferenz beträgt

$$\Delta d = 2 \cdot l,$$

Gleichung 1-2

wobei  $l$  die Höhe der Spiegelstufe (= Länge des Endmaßes) darstellt. Diese Wegdifferenz entspricht gleichzeitig auch dem Gangunterschied zwischen diesen beiden Bereichen. Bezogen auf die verwendete Lichtwellenlänge läßt sich die Strecke  $2 \cdot l$  darstellen als

$$2 \cdot l = (z + p) \cdot \lambda \Leftrightarrow l = (z + p) \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Gleichung 1-3

Mit einem Interferenzkomparator läßt sich die optische Länge  $l$  der Spiegelstufe Endmaß/Anschubplatte messen [9][10]. Wie oben beschrieben, entstehen bei entsprechender Neigung der Anschubplatte zum Referenzspiegel an dieser Spiegelstufe zwei Interferenzstreifensysteme, die gegeneinander versetzt sind. Über die erwähnte fein justierbare Vorrichtung zur Höheneinstellung und zur Tischkipfung läßt sich das Aussehen des Interferenzbildes beeinflussen: Über die Tischkipfung kann die Anschubplatte mit dem Endmaß im Interferometer beliebig geneigt werden, womit

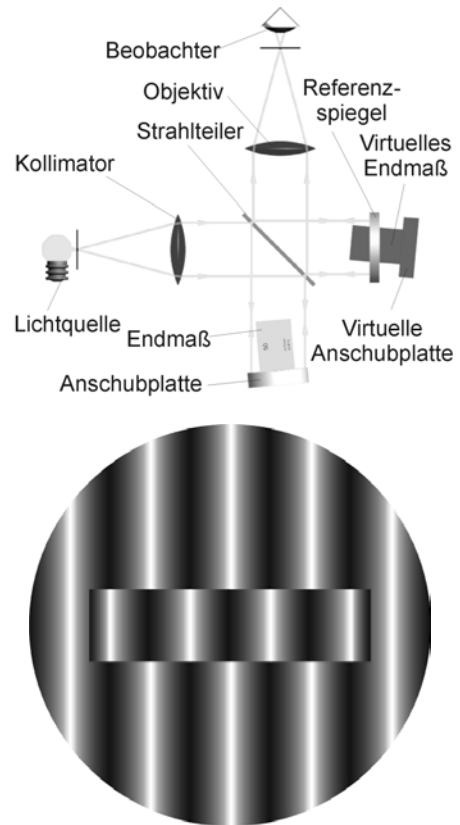


Abbildung 1-6: Stellung des Endmaßes im Komparator, wenn nicht Streifenlosigkeit eingestellt ist (oben). In diesem Fall weist die Interferenzerscheinung Interferenzstreifen auf.

$z$  ist ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge, während  $p$  einen Bruchteil der Interferenzordnung repräsentiert.

Der Interferenzbruchteil  $p$  läßt sich mit einem Interferenzkomparator bestimmen, indem das im Okular des Komparators beobachtete Streifenbild visuell

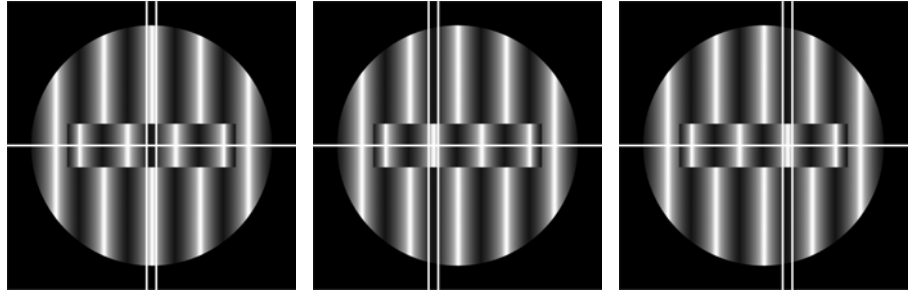


Abbildung 1-8: Positionen, die im Interferenzbild mit dem Doppelfaden angetastet werden.

ausgewertet wird. Dazu ist der Komparator mit einem beweglichen Doppelfaden (Abbildung 1-8)

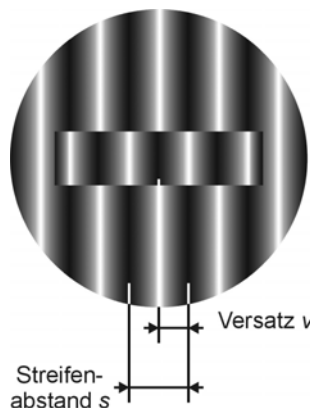


Abbildung 1-9: Streifenabstand und Versatz, die für die Bruchteilbestimmung herangezogen werden.

ausgestattet, der sich im Gesichtsfeld manuell verschieben läßt. An diesem Doppelfaden ist ein Wegaufnehmer angeschlossen, der die Position des Fadens registriert und an einen Auswerterechner weitergibt.

In einem ersten Schritt wird der Streifenabstand  $s$  auf der Anschubplatte bestimmt, indem mit dem Doppelfaden zwei benachbarte Streifen auf der Anschubplatte angefahren werden (Abbildung 1-8 Mitte und rechts, Abbildung 1-9). Die korrespondierenden Werte des Wegaufnehmers werden im Rechner gespeichert. Danach wird die Versetzung  $v$  des Streifens auf dem Endmaß gegen den nächsten Streifen auf der Platte in Richtung kleinerer Keildicke ermittelt, wozu der Doppelfaden mit dem entsprechenden Streifen auf dem Endmaß zur Deckung gebracht (Abbildung 1-8

links, Abbildung 1-9) und der zugehörige Wert des Wegaufnehmers abgespeichert wird. Durch Differenzbildung erhält man Werte für  $v$  und  $s$ . Der Interferenzbruchteil  $p$  ist das Verhältnis  $v/s$ ; der Interferenzbruchteil  $p$  ist der Wert, um den die Endmaßlänge  $l$  größer ist als ein ganzzahliges Vielfaches  $z$  der halben Wellenlänge.

Nachdem der Bruchteil  $p$  bekannt ist, gilt es, das ganzzahlige Vielfache  $z$  festzustellen. Dafür bedient man sich der „Methode der koinzidierenden Bruchteile“ [10]. Dabei wird die – ebenfalls unbekannte – Länge  $l$  (des Endmaßes) nicht nur für eine Wellenlänge, sondern mehrfach mit verschiedenen Normalwellenlängen  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_x$  bestimmt, so daß man die Bruchteile  $p_1, p_2, p_3, \dots, p_x$  erhält. Die zugehörigen ganzen Zahlen  $z_1, z_2, z_3, \dots, z_x$  müssen zusammen mit den abgelesenen Werten für  $p_1, p_2, p_3, \dots, p_x$  – den Istbruchteilen – in jedem Fall die Länge  $l$  ergeben. Es gelten die Beziehungen:

$$(z_1 + p_1) \cdot \frac{\lambda_1}{2} = (z_2 + p_2) \cdot \frac{\lambda_2}{2} = (z_3 + p_3) \cdot \frac{\lambda_3}{2} = \dots = (z_x + p_x) \cdot \frac{\lambda_x}{2} = l \quad \text{Gleichung 1-4}$$

Sind  $p_1, p_2, p_3, \dots, p_x$  bekannt, können durch Iterationsverfahren  $z_1, z_2, z_3, \dots, z_x$  und damit die Länge  $l$  errechnet werden, weil das Ereignis der Koinzidenz der Bruchteile bezogen auf die zu messende Länge  $l$  einmalig ist – sofern die verwendeten Wellenlängen nicht in einem rationalen Zahlenverhältnis stehen. In der Praxis erfährt diese Methode jedoch dahingehend Einschränkungen, daß zum einen die

Interferenzbruchteile nur im Rahmen einer gewissen Ableseunsicherheit bestimmt werden können und zum anderen die verwendeten Normalwellenlängen nur mit einer endlichen Genauigkeit bestimmt sind. Mit anderen Worten: Das Ereignis der Koinzidenz der Bruchteile ist in der Praxis nicht einmaling, es lassen sich in regelmäßigen Abständen Koinzidenzen finden. Daher ist es zwingend notwendig, die Länge  $l$  ungefähr zu kennen. In der Regel darf dieser Vorwert um maximal  $\pm 3 \mu\text{m}$  von der tatsächlichen Länge abweichen. Weil die Ist-Länge eines Endmaßes sich für gewöhnlich nur wenig von ihrem Nennmaß  $l_n$  unterscheidet, wird das Nennmaß als Vorwert genommen. Ist der Vorwert bekannt, läßt sich die Auswertung der Streifen modifizieren: Zuerst werden für das Nennmaß die zu erwartenden Interferenzbruchteile – die *Sollbruchteile* –  $p_{ni}$  für die zugehörigen Meßwellenlängen  $\lambda_i$  errechnet.

$$l_n = (z_{ni} + p_{ni}) \cdot \frac{\lambda_i}{2} \quad (z_{ni} \text{ ganzzahlig}) \quad \text{Gleichung 1-5}$$

Anschließend werden die Differenzen zwischen den jeweiligen gemessenen Istbruchteilen und den zugehörigen erwarteten Sollbruchteilen  $p_i - p_{ni}$  gebildet.

In den Differenzen

$$\Delta l = l - l_n = ((z_i - z_{ni}) + (p_i - p_{ni})) \cdot \frac{\lambda_i}{2} \quad \text{Gleichung 1-6}$$

für die einzelnen Wellenlängen ergeben sich für die  $z_i - z_{ni}$  dem Betrag nach nur kleine ganze Zahlen. Um deren Bestimmung zu erleichtern, wurden spezielle Rechnerprogramme entwickelt, über die die tatsächliche Abweichung  $\Delta l$  vom Nennmaß direkt ermittelt werden kann [11].

Bei der Bestimmung der Endmaßlänge im Interferenzkomparator muß berücksichtigt werden, daß hierbei eine Messung von realen Körpern bei realen Umgebungsbedingungen erfolgt. Damit wird es notwendig, die auf diese Weise bestimmten Ergebnisse Korrekturen zu unterziehen. DIN EN ISO 3650 schreibt vor, bei interferentiellen Messungen u.a.

- den Einfluß der Temperatur, des Luftdruckes und der Luftfeuchtigkeit auf die Brechzahl der Luft und der davon abhängigen Lichtwellenlänge in der Luft,
- den Einfluß der Abweichung der Temperatur des Parallelendmaßes von 20 °C und der damit zusammenhängenden thermischen Längenänderung des Maßes,
- den Einfluß des Anschubs bei unterschiedlichen Werkstoffen von Parallelendmaß und Anschubplatte auf die Länge des Parallelendmaßes,
- den Einfluß von Oberflächenbeschaffenheit und optischen Phasensprüngen auf die Reflexion der Lichtwelle,
- den Einfluß der Apertur des Interferometers (Blendengröße und Brennweite) auf die Lage der Interferenzstreifen, sowie
- den Einfluß der Kompression des Parallelendmaßes über 100 mm Nennmaß, falls in vertikaler Lage gemessen wurde

über entsprechende Korrekturen zu erfassen. Daher umfaßt ein Endmaßmeßplatz weitere Hilfsmeßgeräte, mit denen die relevanten Zustandsdaten der Luft sowie die Temperatur des Endmaßes aufgenommen und dem Auswerterechner zugeführt werden, um ihren Einfluß auf die Messung automatisch zu berücksichtigen /2//9//10//11//12/.

Das beschriebene Interferenzmeßverfahren zur Endmaßkalibrierung mit visueller Auswertung als halbautomatischem Verfahren liefert recht gute Ergebnisse. Folgende Punkte lassen sich jedoch als verbesserungswürdig feststellen:

- Der Interferenzstreifenabstand wird visuell mit einem verschiebbaren Doppelfaden gemessen: Da die Interferenzstreifen keine scharfe Begrenzung aufweisen, kann die Bestimmung der Schwerpunkte der interessierenden Interferenzstreifen mit dem Fadenkreuz durch subjektive Einschätzung des Beobachters leicht verfälscht werden.
- Die visuelle Beobachtung ist ermüdend: Die Streifenauswertung mittels Fadenkreuz ist für das Meßpersonal vergleichsweise anstrengend. Subjektive Einflüsse können das Meßergebnis verfälschen.
- Es wird nur für den einen Meßpunkt, der das Mittenmaß repräsentiert, ein Meßwert bestimmt: Aufgrund der Meßart wird lediglich der Wert des Meßpunktes in der Mitte der freien Endmaßmeßfläche bestimmt. Topographien der Endmaßmeßfläche können nur qualitativ anhand der Form der Interferenzstreifen bestimmt werden; eine quantitative Erfassung ist nicht oder nur sehr bedingt möglich. Die Beurteilung des Interferenzbildes setzt eine langjährige Erfahrung voraus und kann in der Regel nur von Experten erfolgen. Es ist nicht möglich, beispielsweise die Abweichung von der Ebenheit genau zu bestimmen.
- Systematische Abweichungen des Interferometers können die Messung beeinflussen: Wie jedes optische System weist auch ein Interferenzkomparator Fehler in der Optik auf. Die Auswirkungen dieser Fehler auf die Messungen lassen sich – wenn überhaupt – nur sehr schwer erfassen.

## 1.4 Entwicklungen im Bereich der interferentiellen Endmaßkalibrierung

Betrachtet man die derzeitigen Entwicklungen auf dem Gebiet der interferenzoptischen Endmaßmessung, zeichnet sich schon seit einiger Zeit ein Trend ab, den Beobachter aus der Meßkette herauszunehmen und durch Sensoren zu ersetzen, wie es beispielsweise in /13/, /14/, /15/ oder /16/ beschrieben wird. Die Verfahren, die zur Interferenzauswertung gewählt werden, unterscheiden sich dabei deutlich: Bei den unter /14/ und /17/ beschriebenen Meßaufbauten wird der Beobachter durch ein Kamerasystem ersetzt, an das sich eine elektronische Bildverarbeitung anschließt, um die Interferenzbruchteile im Bildfeld auszuwerten. Die Auswertung erfolgt dabei beispielsweise über die Ermittlung der Lage der Interferenzstreifen durch Grauwertumsetzung oder Skelettierung des Interferenzbildes durch

Setzen von Schwellwerten. Es ist auch möglich, über die Bestimmung der Linien gleicher Intensität – und somit gleicher Höhe – auf die Phase zu schließen. Nähert man die Intensitätsfläche durch geeignete Polynom- oder Funktionsanpassung an, lassen sich genauere Ergebnisse erzielen /18/. Methoden, bei denen auf diese Weise die Interferenzauswertung stattfindet, lassen sich als statische Interferenzauswertungs-Verfahren bezeichnen. Allen Verfahren der statischen Interferenzauswertung ist gemein, daß das Vorzeichen der Interferenzphase nicht direkt bestimmbar ist. Dadurch werden zusätzliche Messungen nötig. Ebenso ist die Umkehr von Interferenzstreifen – das ist der Wechsel von steigenden zu fallenden Interferenzordnungen – aus einem Interferenzbild allein nicht festzustellen.

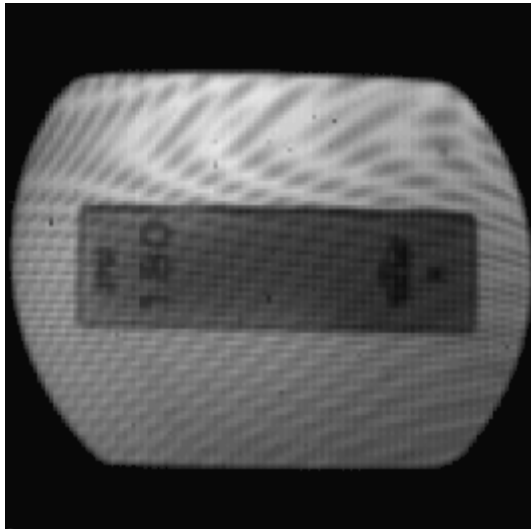


Abbildung 1-10: Interferenzbild eines angeschobenen Endmaßes bei Streifenlosigkeit. Gut sichtbar ist das parasitäre Interferenzbild, das durch das Eintrittsfenster der Kamerachips hervorgerufen wird.

Ein weiterer großer Nachteil der statischen Verfahren ist die Empfindlichkeit gegenüber überlagerten Intensitätsprofilen. Dies können inhomogene Ausleuchtungen des Gesichtsfeldes sein, aber auch parasitäre Interferenzsysteme, die durch Eintrittsfenster der Detektoren hervorgerufen werden (vgl. Abbildung 1-10). Nachteilig ist zudem die Ermittlung der Phasenwerte an Positionen, die durch das Interferenzbild vorgegeben sind; so liefert die Lokalisierung der Streifenextrema nur Meßpunkte entlang der Intensitätsstreifen. Sind diese Streifen aufgrund von Ebenheitsabweichungen durchgebogen, müssen Meßwerte interpoliert werden, um sie in ein kartesisches Meßraster, wie es

beispielsweise durch Empfänger einer CCD-Kamera vorgegeben ist, zu übertragen. Dies kann beispielsweise durch eine zu geringe räumliche Auflösung der Kamera zusätzliche Abweichungen mit sich bringen.

Neben den statischen Verfahren gibt es Verfahren zur Interferenzauswertung – im folgenden *dynamische Verfahren* genannt –, bei denen durch eine von Außen aufgebrachte, definierte Änderung des Gangunterschieds eine Änderung des Interferenzsignals verursacht wird. Aus der gemessenen Änderung des Interferenzsignals läßt sich die Interferenzfunktion nachbilden bzw. der Interferenzbruchteil bestimmen. Es ist eine Entwicklung zu erkennen, verstärkt dynamische Verfahren der Interferenzauswertung auch für die Kalibrierung von Parallelendmaßen einzusetzen /15//19/. Das Gerät zur automatischen Endmaßkalibrierung, das in /19/ vorgestellt wird, wertet das Interferenzbild an drei ausgewählten Punkten aus. Zur Messung muß das Endmaß an eine bestimmte Position im Komparator gebracht werden, wobei die korrekte Lage auf einem Bildschirm überprüft werden kann. Über drei fasergekoppelte Empfänger, die in einer Reihe angeordnet sind und sich über der Mitte des Endmaßes sowie über zwei Referenzpunkten neben dem Endmaß auf der Anschubplatte befinden, kann die Helligkeit an diesen Stellen im Interferenzbild aufgezeichnet werden. Im Referenzarm befindet sich eine



Vorrichtung zur definierten Änderung des Gangunterschiedes. Wird der Gangunterschied verändert, zeichnen die Sensoren das Helligkeitsprofil auf, das in allen drei Fällen sinusförmig ist. Aus den so gewonnenen Daten kann die Interferenzphase durch Differenzbildung für den Ort des Mittenmaßes bestimmt werden und bei Einsatz mehrerer Wellenlängen über Koinzidenzfindung die Endmaßlänge gemessen werden. Auch wenn so das Mittenmaß sehr genau gemessen werden kann, liefert dieses Gerät nur Resultate für einen einzigen Meßpunkt. Will man dagegen Informationen über die Verteilung der Interferenzphasen im gesamten Gesichtsfeld erhalten, ist eine andere Methode nötig. In /15/ wird ein Konzept angedacht, mit dem über die Phasenverschiebungsinterferometrie das gesamte Bildfeld ausgewertet werden kann.

### 1.4.1 Phasenverschiebungsinterferometrie

Die Phasenverschiebungsinterferometrie ist eine bewährte Technik für die Messung von Oberflächentopographien /20/. Ganz allgemein muß für die Phasenverschiebungsinterferometrie ein Interferometer mit einer elektronischen Kamera, die die Interferenzbilder aufzeichnet, und einer Phasenverschiebungseinrichtung, mit der definierte Gangunterschiedsänderungen erzeugt werden können, ausgestattet werden. Die Phasenverschiebung läßt sich auf diverse Arten in einem Michelson-Interferometer realisieren; läßt sich einer der Spiegel in Richtung der optischen Achse bewegen, kann die Änderung des Gangunterschieds hierdurch erzielt werden. Denkbar ist auch eine Änderung der optischen Weglänge durch Variation des Luftdrucks in einer durchsichtigen Druckzelle, die sich im Strahlengang befindet; durch eine Druckveränderung wird die Brechzahl der Luft verändert. Neben den eben genannten gibt es noch weitere Möglichkeiten, eine kontrollierbare Phasenverschiebung zu erzeugen, entscheidend ist jedoch immer die Tatsache, daß sich mit dem gewählten Verfahren eine hinreichend große Verschiebung der Interferenzphase realisieren lassen muß.

Für die Phasenverschiebungsinterferometrie an Zweistrahlinterferenzen sind diverse Algorithmen entwickelt worden /21/. Ein Unterscheidungskriterium ist die Art, wie die Auswirkung der Phasenverschiebung auf das Interferenzbild erfaßt wird. Bei den integrierenden Verfahren wird das Interferenzbild durch eine kontinuierliche Phasenverschiebung verändert und mit der Kamera das Intensitätssignal in mehreren Bildern zeitlich integrierend aufgezeichnet. Bei den Phasenschrittverfahren wird dagegen die Phasenverschiebung stufenweise ausgeführt, das resultierende Interferenzbild eingelesen und dann erneut verschoben und eingelesen.

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die Anzahl der eingelesenen Bilder, die durch die Zahl der Parameter in der Beschreibung der Interferenzfunktion vorgegeben wird. Wenn die Verschiebungsschrittweite oder die Integrationsperiode für ein Bild bekannt ist, so reicht eine Minimalanzahl von drei Messungen aus; ist die Schrittweite nicht bekannt, ist eine weitere Messung zur Bestimmung der zusätzlichen Unbekannten erforderlich.

Für Zweistrahlinterenzen, wie sie im beschriebenen Interferenzkomparator entstehen, lässt sich die Intensität im Gesichtsfeld durch eine cosinusförmige Abhängigkeit von der Interferenzphase beschreiben. Die Koordinaten  $x$  und  $y$  geben den jeweiligen Ort im Gesichtsfeld an. Wenn das Argument des Cosinus aus der gesuchten Interferenzphase  $\varphi$  zuzüglich der Phasenverschiebung um eine Schrittweite  $2 \cdot \varepsilon$  gebildet wird, so ergibt sich:

$$I(x, y) = I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) \pm n \cdot 2 \cdot \varepsilon(x, y))) \quad \text{Gleichung 1-7}$$

$I_0(x, y)$  steht für die Grundhelligkeit der Interferenz,  $m(x, y)$  ist der Modulationsgrad oder nach Michelson die „Sichtbarkeit“ der Interferenz und  $n$  ist eine ganze Zahl, die die Zahl der Verschiebungsschritte bezeichnet.

Ist die Schrittweite vorgegeben, sind drei Gleichungen und somit drei eingeleseene Interferenzbilder zur Bestimmung der drei Unbekannten  $I_0$ ,  $m$  und  $\varphi$  nötig. Beträgt die Schrittweite z. B.  $2 \cdot \varepsilon(x, y) = \pi/2$  ( $\cong 90^\circ$ ), so ergeben sich nach [21] die folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) - \pi/2)) \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y))) \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) + \pi/2)) \end{aligned}$$

Für die Interferenzphase erhält man dann

$$\tan \varphi(x, y) = \frac{I_1(x, y) - I_3(x, y)}{2 \cdot I_2(x, y) - I_1(x, y) - I_3(x, y)} \quad \text{Gleichung 1-8}$$

Ist die Verschiebung zwar äquidistant von der Größe  $2 \cdot \varepsilon(x, y)$ , deren Wert jedoch nicht bekannt ist, so ist mindestens eine weitere Messung erforderlich, um die nun insgesamt vier unbekannten Größen  $I_0$ ,  $m$ ,  $\varphi$  und  $\varepsilon$  erhalten zu können, von denen aber im Grunde nur die Interferenzphase und als Nebeninformation auch die Verschiebungsschrittweite von Interesse sind. Sie lassen sich nach Carré [21][22] aus vier aufeinanderfolgenden Verschiebungsschritten berechnen:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) - 3 \cdot \varepsilon(x, y))) \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) - \varepsilon(x, y))) \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) + \varepsilon(x, y))) \\ I_4(x, y) &= I_0(x, y) \cdot (1 + m(x, y) \cdot \cos(\varphi(x, y) + 3 \cdot \varepsilon(x, y))) \end{aligned}$$

Daraus erhält man als Bestimmungsgleichung für die Verschiebungsschrittweite

$$\tan \varepsilon(x, y) = \sqrt{\frac{3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}} \quad \text{Gleichung 1-9}$$

und für die gesuchte Interferenzphase

$$\tan \varphi(x, y) = \frac{\sin \varphi(x, y)}{\cos \varphi(x, y)} = \frac{\pm \sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \quad \text{Gleichung 1-10}$$

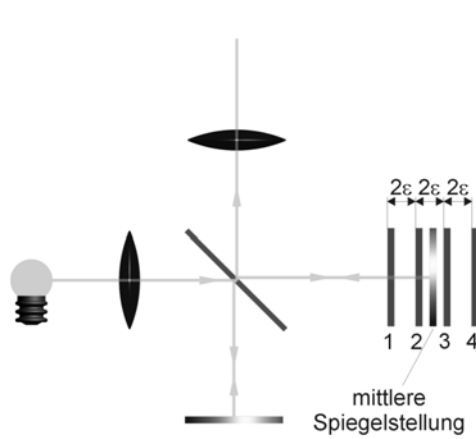


Abbildung 1-11: Prinzip der Phasenverschiebungsinterferometrie nach dem Carré-Algorithmus. Die vier Spiegelstellungen sind durch die Ziffern 1 bis 4 gekennzeichnet. Aus den Interferenzsignalen, die an diesen vier Positionen bestimmt wurden, lässt sich die Interferenzphase für die mittlere Spiegelstellung – die tatsächlich nicht angefahren wird – ermitteln.

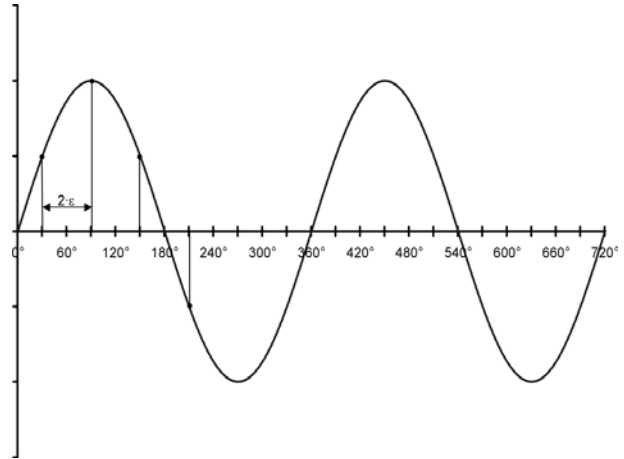


Abbildung 1-12: Bei der Phasenverschiebungsinterferometrie wird das Interferenzsignal abgetastet. Anhand der Abtastungen kann dieses Signal rekonstruiert werden.

Wird die Interferenz innerhalb einer Periode abgetastet, so gilt  $\varepsilon < \pi/2$  und es können innerhalb des Intervalls  $0 \leq \varphi < 2\pi$  für die mathematisch mehrwertige Funktion  $\varphi(x,y)$  nach [21] folgende Fallunterscheidungen gemacht werden:

1. Das Vorzeichen der Wurzel ist gleich dem des zweiten Multiplikanden des Zählers

$(I_2(x,y) - I_3(x,y)) + (I_1(x,y) - I_4(x,y))$ . Also gilt für

$$(I_2(x,y) - I_3(x,y)) + (I_1(x,y) - I_4(x,y)) > 0,$$

das positive Vorzeichen der Wurzel

$$\Rightarrow \sin \varphi(x,y) = +\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))}.$$

2. Wird der zweite Multiplikand des Zählers kleiner Null

$$(I_2(x,y) - I_3(x,y)) + (I_1(x,y) - I_4(x,y)) < 0,$$

so gilt das negative Vorzeichen der Wurzel, also

$$\Rightarrow \sin \varphi(x,y) = -\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))}.$$

3. Sind Zähler und Nenner positiv, also

$$\begin{aligned} \sin \varphi(x,y) &= +\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x,y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) > 0, \end{aligned}$$

so liefert der Hauptwert des Arcustangens die gesuchte Phase  $\varphi$  im Bereich von  $0 \leq \varphi \leq 1/2 \cdot \pi$ .

4. Ist der Zähler positiv und der Nenner negativ, also

$$\begin{aligned} \sin \varphi(x,y) &= +\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x,y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) < 0, \end{aligned}$$

so ist die gesuchte Phase  $\varphi$  von  $\pi$  zu subtrahieren,  $\varphi$  nimmt Werte von  $1/2 \cdot \pi \leq \varphi \leq \pi$  an.

5. Sind Zähler und Nenner negativ, also

$$\begin{aligned} \sin \varphi(x,y) &= -\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x,y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) < 0, \end{aligned}$$

so ist zur gesuchten Phase  $\varphi$   $\pi$  zu addieren, was für  $\varphi$  Werte im Bereich von  $\pi \leq \varphi \leq 3/2 \cdot \pi$  ergibt.

6. Ist der Zähler negativ und der Nenner positiv, also

$$\begin{aligned}\sin \varphi(x, y) &= -\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x, y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) > 0\end{aligned},$$

so ist die gesuchte Phase  $\varphi$  von  $2 \cdot \pi$  zu subtrahieren, die Werte für  $\varphi$  liegen im Bereich von  $3/2 \cdot \pi \leq \varphi \leq 2 \cdot \pi$ .

7. Ist der Zähler gleich null – der Nenner kann beliebige Werte annehmen –, also

$$\sin \varphi(x, y) = 0,$$

so hat die gesuchte Phase  $\varphi$  den Wert  $\pi$ .

8. Ist der Zähler positiv und der Nenner gleich null, also

$$\begin{aligned}\sin \varphi(x, y) &= +\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x, y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) = 0\end{aligned},$$

so hat die gesuchte Phase  $\varphi$  den Wert  $1/2 \cdot \pi$ .

9. Ist der Zähler negativ und der Nenner gleich null, also

$$\begin{aligned}\sin \varphi(x, y) &= -\sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))} \wedge \\ \cos \varphi(x, y) &= (I_2 + I_3) - (I_1 + I_4) = 0\end{aligned},$$

so hat die gesuchte Phase  $\varphi$  den Wert  $3/2 \cdot \pi$ .

Mit diesen Fallunterscheidungen erhält man für  $\varphi$  Werte im Bereich von  $0 \leq \varphi \leq 2 \cdot \pi$ . Damit ist  $\varphi$  eindeutig im Intervall  $[0; 2 \cdot \pi]$ .

Dieser Algorithmus ermöglicht es, durch Anwendung von gleich großen Phasenschritten ohne Kenntnis der Schrittweite Zweistrahlinterferenzen auszuwerten. Als Resultat erhält man für jede durch Koordinate  $(x, y)$  im Gesichtsfeld Phasenwerte zwischen 0 und  $2 \cdot \pi$ , da die Phase – bedingt durch die Tangens-Funktion (vgl. Gleichung 1-10) – nur bis auf Vielfache von  $2 \cdot \pi$  bestimmbar ist. Umfaßt das Interferenzbild hingegen stärkere Modulationen der Interferenzphase, so treten für Werte größer als  $2 \cdot \pi$  oder kleiner als 0 Sprünge auf und es muß durch zusätzliche Berechnungen, die die benachbarten Pixel eines Bildelementes miteinbeziehen, ein kontinuierlicher Phasenverlauf herausgearbeitet werden. Dies ist allerdings in aller Regel mit einem erheblich erhöhten Rechenaufwand verbunden. Um diesen Rechenaufwand infolge der Mehrdeutigkeit von  $\varphi$  bezüglich ganzer Perioden gering zu halten, kann man eine Justierung des Interferometers wählen, die möglichst gut einer Parallelstellung der Platten entspricht. Hierdurch vermeidet man eine Vielzahl von Interferenzstreifen und somit  $2 \cdot \pi$ -Sprünge der Interferenzphase.

Der Vorteil des 4-Schritte-Algorithmus nach Carré ist in der Unempfindlichkeit gegenüber unterschiedlichen Schrittweiten im Gesichtsfeld zu sehen. Soll die Unsicherheit der Interferenzphasenbestimmung dagegen Werte um  $5 \cdot 10^{-3}$  erreichen, so ist eine Schrittweite von  $2 \cdot \varepsilon = 0,31 \cdot 2 \cdot \pi$  anzustreben /23/.

Ein 5-Schritte-Algorithmus schließlich bietet eine Möglichkeit, den Einfluß von Unsicherheiten in der Einstellung der exakten Schrittweite zu begrenzen. Bei einer vorgeschriebenen Phasenverschiebungsschrittweite von  $\pi/2$  ergibt sich die Interferenzphase nach [21] zu

$$\tan \varphi(x, y) = \frac{2 \cdot (I_2(x, y) - I_4(x, y))}{2 \cdot I_3(x, y) - I_1(x, y) - I_5(x, y)}. \quad \text{Gleichung 1-11}$$

Abweichungen von der Schrittweite  $\pi/2$  wirken sich hier nur verhältnismäßig schwach auf die berechnete Phase aus. Die ausgleichende Wirkung der fünf Messungen ermöglicht daher den Einsatz unregelter Piezokeramiken zur Verschiebungssteuerung.

Ein großer Vorteil der Phasenverschiebungsalgorithmen ist die Unabhängigkeit der Phasenauswertung gegenüber überlagerten Intensitätsprofilen. Durch die Bildung von Intensitätsdifferenzen in den Termen (vgl. Gleichung 1-8, Gleichung 1-10 und Gleichung 1-11) wird der Einfluß konstanter Glieder (z. B. Offset eines Kamerapixels) auf die Phasenbestimmung unterdrückt. Da zudem nur Verhältnisse dieser Intensitätsdifferenzen zueinander betrachtet werden, lassen sich konstante Faktoren herauskürzen. Zu diesen konstanten Faktoren gehören die Grundhelligkeit  $I_0(x, y)$ , aber auch überlagerte Interferenzsysteme (Abbildung 1-10), sofern sie nicht durch die Phasenverschiebung mit beeinflußt werden, haben ebenfalls keinen Einfluß auf die Phasenbestimmung.

Die Auflösung der Phasenbestimmung erreicht mit der Phasenverschiebungsinterferometrie Werte von  $\lambda/100$  und mit erhöhter Präzision der Phasenverschiebeeinrichtung sogar Werte um  $\lambda/500$ . Die örtliche Auflösung der Interferenzauswertung ist vorerst nur durch die Pixelzahl des Kamera-Arrays und die Rechnerkapazität begrenzt. Kameras mit einer Punktezah von ca.  $2 \cdot 10^5$  liefern für den vorliegenden Anwendungsfall Werte, die den Informationsbedarf bereits überschreiten [24].

Insgesamt bietet sich die Phasenverschiebungsinterferometrie – trotz des hoch erscheinenden meßtechnischen Aufwandes – als ideal für die Endmaßkalibrierung an. Zusammengefaßt ergeben sich als wichtigste Vorteile:

- Die Phasenverschiebungsinterferometrie ist unempfindlich gegenüber ungleichförmiger Ausleuchtung und parasitären Interferenzsystemen,
- sie ist unempfindlich gegenüber einer Variation der Empfindlichkeit und des Dunkelstroms der einzelnen Pixel der Kamera,
- die Phasenbestimmung erfolgt für eine große Zahl von Meßpunkten gleichzeitig,
- die Genauigkeit der Phasenauswertung liegt im Normalfall bei  $\lambda/100$  und kann Werte von besser als  $\lambda/1000$  erreichen.

## 1.5 Geplanter Aufbau (Konzept, Ziele, Problemstellung)

Für den geplanten Aufbau einer Meßvorrichtung zur interferometrischen Endmaßkalibrierung soll die Bestimmung der Maßlänge auch über die unter 1.3 vorgestellte Koinzidenzmethode erfolgen. Die neue Apparatur soll darüber hinaus folgende Eigenschaften in sich vereinen:

- Die Messung soll zügig und vollautomatisch erfolgen.
- Die Lage des Meßobjektes (Endmaß) im Gesichtsfeld muß selbständig vom Meßsystem erkannt werden.
- Die Interferenzauswertung muß objektiv und mit hoher Reproduzierbarkeit erfolgen.
- Um Endmaße nach objektiven Qualitätskriterien beurteilen zu können, muß die gesamte Topographie von Endmaßoberflächen erfaßt werden.
- Um die Meßunsicherheit zu verringern, müssen die systematischen Abweichungen des Interferometers erfaßt werden können.
- Die Bedienung des Meßgerätes soll sich einfach gestalten.
- Als Auswerteeinheit soll ein handelsüblicher PC ausreichen.

Für die Gewinnung der Phasenbilder bietet sich die Phasenverschiebungsinterferometrie an, da mit ihr gleichzeitig die Interferenzphasen sämtlicher Punkte im Gesichtsfeld bestimmt werden können. Aufgrund seiner spezifischen Vorteile wird der Carré-Algorithmus gewählt. Er stellt einen guten Kompromiß zwischen Störsicherheit und Verarbeitungsaufwand dar. Da geplant ist, den Meßbetrieb an der PTB auf das neue Verfahren umzustellen, müssen die Komponenten, die für die Phasenverschiebungsinterferometrie nötig sind, so ausgelegt sein, daß sie in die vorhandenen Komparatoren integriert werden können. Zu diesem Zweck wird ein Komparator als Pilotanlage umgerüstet. Damit die Auswertung der angefallenen Daten auf einem normalen PC erfolgen kann, muß ein leistungsfähiges Programm entwickelt werden. Um eine leichte Bedienbarkeit zu gewährleisten, muß zudem eine Benutzerschnittstelle entworfen werden, die alle notwendigen Informationen ausgibt, sich aber gleichzeitig möglichst intuitiv bedienen läßt.

## 2 Versuchsaufbau

Für den Versuchsaufbau sollte ein aus dem Meßbetrieb ausgemusterter Interferenzkomparator für die Endmaßkalibrierung zur Anwendung von Phasenverschiebungsinterferometrie modifiziert werden. Der geplante Aufbau für die Endmaßkalibrierung gliedert sich in folgende Funktionsgruppen:

- Der Komparator an sich,
- eine Sensorik zur Messung der relevanten Zustandsgrößen der Luft sowie die Endmaßtemperatur,
- eine Kameraeinheit,
- eine Beleuchtungseinheit
- eine Vorrichtung für die Phasenverschiebung und
- einen Rechner zum Steuern des Meßvorgangs und zum Auswerten der Meßdaten.

### 2.1 Komponenten

#### 2.1.1 Komparator

Den Ausgangspunkt des Versuchsaufbaus bildete ein Interferenzkomparator, wie er in /8/ detailliert beschrieben ist. Der optische Aufbau entspricht dem unter 1.3 dargelegten und befindet sich in einem thermischen Isoliergehäuse. Daneben verfügte der Interferenzkomparator-Meßplatz über Sensoren zur Messung der Körpertemperatur des Endmaßes, der Lufttemperatur, des Luftdruckes und der Luftfeuchte mit digitaler Datenausgabe, um die für die Messung relevanten Zustandsgrößen der Luft sowie die Endmaßtemperatur zu erfassen und direkt in einen Auswerterechner einlesen zu können /11/. Ebenfalls wies er bereits eine Phasenverschiebevorrichtung auf (vgl. auch 2.1.5), die im Rahmen von Vorversuchen in das Gerät integriert worden war. Bei dieser Vorrichtung handelt es sich um einen Festkörpergelenktisch mit Piezoantrieb für parallele Verschiebung des Referenzspiegels. Mit einem kapazitiven Wegaufnehmer wird der Verschiebeweg gemessen und der Spiegel über eine Servoregelung in diskreten Schritten verschoben.

#### 2.1.2 Sensorik zur Messung der relevanten Zustandsgrößen der Luft sowie der Endmaßtemperatur

Bei der Endmaßkalibrierung basierend auf interferometrischen Verfahren werden als Maßstab Strahlungen verwendet, für die nur die Werte der zugehörigen Vakuumwellenlängen bekannt sind. Finden die Messungen in Luft statt, muß der Einfluß der Luftbrechzahl auf die Meßwellenlängen berücksichtigt werden /25//26/. Da nach DIN EN ISO 3650 /4/ die Endmaßlänge für eine Referenztemperatur von 20 °C angegeben wird, ist zudem der Einfluß der Wärmeausdehnung auf die gemessene Länge

des Endmaßes zu erfassen, sofern die Temperatur der Endmaßes bei der Messung von 20 °C abweicht.

Um die relevanten Größen messen zu können, wurde an der PTB eine Meßgerätekombination zusammengestellt und erprobt /11/, mit deren Hilfe die Werte für die Endmaßtemperatur, die Lufttemperatur, die Luftfeuchte und den Luftdruck mit hoher Genauigkeit erfaßt und über Schnittstellen an einen Auswerterechner weitergegeben werden können. Die jeweils kleinsten Schrittweiten für die Meßwerte, mit denen sie an den Auswerterechner weitergegeben werden, sind:

Endmaß-Temperatur:	0,01 K
Luft-Temperatur:	0,01 K
Luftdruck:	0,1 mbar
Rel. Luftfeuchte:	0,1 %

Dieses System wurde ohne Veränderungen für den Versuchsaufbau übernommen.

### 2.1.3 Kamera

Wie im vorhergehenden Kapitel dargelegt, wird bei der Phasenverschiebungsinterferometrie die Interferenzphase aus der Messung mehrerer Interferenzsignale berechnet. Für die Genauigkeit der Interferenzauswertung ist die präzise Messung des Interferenzsignals ausschlaggebend. Um eine größere Zahl von Informationen aus dem Gesichtsfeld gleichzeitig zu erhalten, muß ein elektronisches Kamerasystem eingesetzt werden, das auf einer zweidimensionalen Matrix lichtempfindlicher Elemente beruht. Dabei sind folgende Anforderungen für die Phasenverschiebungsinterferometrie zu erfüllen:

- Ein hoher Dynamikumfang des Meßsignals,
- ein linearer Zusammenhang zwischen der Strahlungsleistung des Interferenzsystems und dem durch die Kamera ausgegebenen elektrischen Signal und
- Unabhängigkeit der einzelnen Pixel vom Signal anderer Pixel.

Ein hoher Dynamikumfang des Meßsignals ist notwendig, wenn eine Auflösung der Interferenzphasenbestimmung auf etwa 1/100 Ordnung möglich sein soll. Für diese angestrebte Präzision der Phasenbestimmung ist eine Auflösung des Interferenzsignals in ähnlicher Größenordnung notwendig, muß sich also im Bereich von  $10^{-2}$  oder besser bewegen. Für eine fehlerfreie Aufnahme des Interferenzsignals muß die Linearität des einzelnen Bildelementes die gleichen Forderungen wie für die Auflösung des Signals bei der Digitalisierung erfüllen. Andererseits sind einige Eigenschaften, die für vorwiegend bildgebende Kamerasysteme wichtig sind, bei der Auswahl der Kamera für die Phasenverschiebungsinterferometrie vernachlässigbar, da sie durch die Differenz- und Quotientenbildung des Carré-Algorithmus vollständig eliminiert werden (Gleichung 2-1 und Gleichung 2-2):

- Gleiche Empfindlichkeit aller Pixel und
- Dunkelstrom in gleicher Höhe für alle Bildelemente.

Nimmt man für ein Bildelement  $k$  eine lineare Kennlinie zwischen Photostrom  $i(k)$  und der Bestrahlungsstärke  $I$  der Gestalt



$$i(k) = a(k) \cdot I + b(k)$$

Gleichung 2-1

an und sind Offset oder Dunkelstrom  $b(k)$  und Empfindlichkeit  $a(k)$  konstante Eigenschaften des Pixels, so fallen Offset und Empfindlichkeit bei der Bestimmungsgleichung für die Interferenzphase heraus:

$$\begin{aligned} \tan \varphi(x, y) &= \frac{\pm \sqrt{(3 \cdot (i_2 - i_3) - (i_1 - i_4)) \cdot ((i_2 - I_3) + (i_1 - i_4))}}{(i_2 + i_3) - (i_1 + i_4)} \\ &= \frac{\pm \sqrt{(3 \cdot (I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)) \cdot ((I_2 - I_3) + (I_1 - I_4))}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \end{aligned}$$

Gleichung 2-2

Diese Bestimmungsgleichung gilt für jedes Pixel unabhängig von seinen spezifischen Werten für  $a$  und  $b$ . Die Unabhängigkeit der einzelnen Pixel vom Signal anderer Pixel muß gewährleistet sein, denn sonst ist eine Phasenbestimmung für einen diskreten Ort durch die aufgenommenen Daten benachbarter Pixel beeinflusst.

Eine örtlich hochauflösende Kamera ist nicht notwendig, da hohe Punktzahlen der Kamera auch hohe Anforderungen an die Speicherkapazität und Rechenleistung des Rechners stellen, mit dem die Phasenauswertung durchgeführt werden soll. Mit steigender Punktzahl verlängert sich die Dauer, bis die Ergebnisse dargestellt werden können. In Hinblick auf die Endmaßkalibrierung sollte jedoch ein guter Kompromiß zwischen technisch möglicher Ortsauflösung und der für die Auswertung sinnvollen Auflösung gefunden werden. Schließlich soll die Auswertung möglichst schnell erfolgen und der zu speichernde Datensatz – also letztendlich das gewonnene Phasenbild – nicht unnötig groß werden.

Für den Versuchsaufbau kommt eine NMOS-Kamera des Modells MC9128 der Firma EG&G Reticon zum Einsatz [27][28]. Kernstück dieser Kamera ist ein Sensor des Typs EG&G Reticon RA128x128A [29], dessen aktiver Bereich aus einer Matrix von 16384 diskreten Photodioden besteht. Um die aktive Fläche zu schützen, ist sie mit einem polierten Quarzfenster abgedeckt. Die einzelnen Photodioden sind in einem Raster von je 128 Zeilen und 128 Spalten in einem Abstand von 60 µm angeordnet. Bildet man auf diese Empfänger matrix eine Fläche von 45 mm·45 mm (dies ist die Größe des interessierenden Gesichtsfelds im Komparator) ab, resultiert daraus eine Ortsauflösung von  $\approx 0,3$  mm. Im Gegensatz zu vergleichbaren CCD-Sensoren erfordern die diskreten Photodioden keine halbtransparente Oberflächen Elektroden. Dadurch wird ein möglicher Lichtverlust vermieden und die Empfindlichkeit einer Siliziumphotodiode ist voll verfügbar. Mit diesem Chip sind Pixel-Raten von bis zu 10 MHz möglich. Jede Pixel-Zeile wird parallel in zwei analoge Schieberegister geladen und kann aus diesen seriell ausgelesen werden. Die Ausgänge der zwei Schieberegister sind extern verbunden, um die Zeileninformation rekonstruieren zu können. Auf jede der 128 Zeilen kann nacheinander zugegriffen werden, um ein einzelnes Bild zu erhalten. Alternativ können jeweils nur die ungeraden oder nur geraden Zeilen gewählt werden, um ein Halbbild aus den ungeraden oder geraden Zeilen zu erzeugen. Jede Diode integriert den Photostrom. Die Integrationszeit ist normalerweise ein

vollständiger Aufnahmezyklus, wodurch die größtmögliche Empfindlichkeit erreicht wird. Die spektrale Kennlinie dieses Sensors entspricht nach [29] der einer gewöhnlichen Silizium-Photodiode. Die Übertragungsfunktion zeigt ein lineares Verhalten zwischen dem optischen Eingangssignal und dem elektrischen Ausgangssignal mit einem Dynamikbereich von über 100:1.

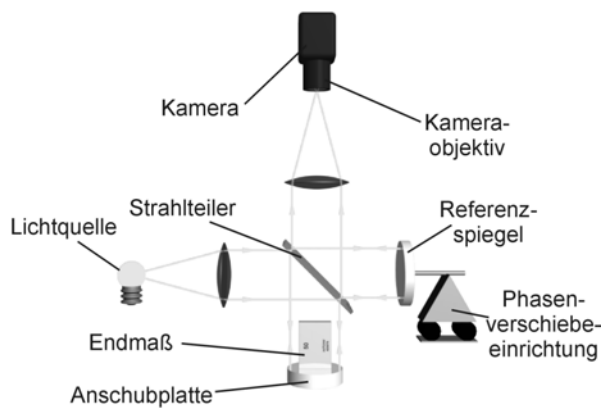


Abbildung 2-1: Schematischer Aufbau des Komparators

Die Interferenzsignale der Kamera müssen für die Auswertung der gemessenen Interferenzbilder mit einem Rechner digitalisiert werden. Für die Steuerung der Kamera und die Digitalisierung der eingelesenen Werte wird ein käufliches elektronisches Steuersystem eingesetzt [30], das speziell für die optische Meßtechnik entwickelt worden ist. Der Bildspeicher in diesem System arbeitet mit pixelsynchroner Digitalisierung, mindestens 10-Bit Auflösung und mit daran angepaßter Meßkamera. Die Bildformate und Samplingfrequenzen können in einem sehr weiten Bereich gewählt werden. Eine Anpassung dieses Systems an einen Rechner erfolgt mit einem Interfacemodul, weshalb auch verschiedene Computersysteme an den Bildspeicher angepaßt werden können. Zur Verfügung stehen zwei unterschiedliche Kamerasysteme, wobei die Digitalisierung bei der einen über 10 Bit erfolgt und somit eine Auflösung des Interferenzsignals auf  $\pm 1 \cdot 10^{-3}$  erlaubt, während mit der anderen eine 12 Bit-Digitalisierung möglich ist, was einer Auflösung von  $\pm 2,4 \cdot 10^{-4}$  entspricht. Zudem ist es möglich, über Vorgabe eines Offset und Anpassung der Verstärkung den Meßbereich gezielt zu verschieben.

Für den vorliegenden Fall der Endmaßkalibrierung ist eine Betrachtung der möglichen Kontraste und Intensitätsverhältnisse am Ausgang des Komparators zur Festlegung der benötigten Auflösung hilfreich:

Für den vorliegenden Fall der Endmaßkalibrierung ist eine Betrachtung der möglichen Kontraste und Intensitätsverhältnisse am Ausgang des Komparators zur Festlegung der benötigten Auflösung hilfreich:

In Abbildung 2-1 ist schematisch der Aufbau des Komparators dargestellt. Vereinfacht legt das Licht im Komparator folgende Wege zurück: Von der Lichtquelle kommend trifft der kollimierte Strahl auf den Strahlteiler. Für die Intensität  $I_0$  und die Amplitude  $y_0$  dieses Strahls wird jeweils ein normierter Wert von „1“ angenommen, es gilt zudem die Beziehung  $I \sim y^2$ . Am Strahlteiler (Transmissionsgrad  $\tau_{St} \cong 0,5$ , Reflexionsgrad  $\rho_{St} \cong 0,5$ ) wird der Strahl in zwei Teile aufgespalten. Teilstrahl 1 tritt durch den Strahlteiler hindurch und trifft auf den Referenzspiegel, dessen Reflexionsgrad  $\rho_{Rsp}$  zur Verbesserung des Kontrastes bei Einsatz von Stahlendmaßen etwa bei  $\rho_{Rsp} \cong 0,53$  liegt. Vom Referenzspiegel zurückgeworfen trifft dieser Strahl abermals auf den Strahlteiler und wird zur Kamera abgelenkt. Die Intensität der Strahlung, die auf diesem Weg die Kamera erreicht, läßt sich angeben als

$$I_1 = I_0 \cdot \tau_{Stt} \cdot \rho_{Rsp} \cdot \rho_{Stt},$$

Gleichung 2-3

die zugehörige Amplitude ergibt sich aus

$$\hat{y}_1 = \hat{y}_0 \cdot \sqrt{\tau_{Stt} \cdot \rho_{Rsp} \cdot \rho_{Stt}}.$$

Gleichung 2-4

Das zweite Strahlenbündel – Teilstrahl 2 genannt –, wird am Strahlteiler durch Reflexion abgelenkt und trifft auf das Endmaß bzw. auf die Anschubplatte, von denen er reflektiert wird. Da das Endmaß und die Anschubplatte aus unterschiedlichen Materialien bestehen können, müssen die Anteile, die von der Anschubplatte (Reflexionsgrad  $\rho_A$ ) bzw. vom Endmaß (Reflexionsgrad  $\rho_E$ ) reflektiert werden, gesondert betrachtet werden. Beide Anteile treffen nach der Reflexion wieder auf den Strahlteiler, durchdringen ihn und gelangen zur Kamera. Die Intensitäten, die auf diesen Wegen die Kamera erreichen, berechnen sich zu

$$I_{2A} = I_0 \cdot \rho_{Stt} \cdot \rho_A \cdot \tau_{Stt} \quad \text{für die Anschubplatte und}$$

Gleichung 2-5

$$I_{2E} = I_0 \cdot \rho_{Stt} \cdot \rho_E \cdot \tau_{Stt} \quad \text{für das Endmaß,}$$

Gleichung 2-6

wobei die Amplituden über

$$\hat{y}_{2A} = \hat{y}_0 \cdot \sqrt{\rho_{Stt} \cdot \rho_A \cdot \tau_{Stt}} \quad \text{für die Anschubplatte und}$$

Gleichung 2-7

$$\hat{y}_{2E} = \hat{y}_0 \cdot \sqrt{\rho_{Stt} \cdot \rho_E \cdot \tau_{Stt}} \quad \text{für das Endmaß}$$

Gleichung 2-8

bestimmt werden können.

Mit dem Kamerasystem muß es möglich sein, auch auswertbare Signale für Endmaß-Anschubplatten-Kombinationen zu gewinnen, bei denen die Reflexionsgrade  $\rho_A$  und  $\rho_E$  deutlich unterschiedliche Werte aufweisen. Für den Fall eines Stahlendmaßes (Reflexionsgrad  $\rho_E \cong 0,53$ ), das auf einer Anschubplatte aus Glas oder Quarz (Reflexionsgrad  $\rho_A \cong 0,04$ ) angeschoben ist, erhält man als Werte für die drei normierten Intensitäten und Amplituden:

$$I_1 = 1 \cdot 0,5 \cdot 0,53 \cdot 0,5 = 0,13$$

$$\hat{y}_1 = (0,13)^{1/2} = 0,36$$

$$I_{2A} = 1 \cdot 0,5 \cdot 0,04 \cdot 0,5 = 0,01$$

$$\hat{y}_{2A} = (0,01)^{1/2} = 0,1$$

$$I_{2E} = 1 \cdot 0,5 \cdot 0,53 \cdot 0,5 = 0,13$$

$$\hat{y}_{2E} = (0,13)^{1/2} = 0,36$$

Am Ausgang des Interferenzkomparators interferieren Teilstrahl 1 und Teilstrahl 2A bzw. Teilstrahl 2E miteinander. Die resultierenden Amplituden nehmen dabei für den Fall konstruktiver Interferenz die Werte

$$\hat{y}_{A,konstr.} = \hat{y}_1 + \hat{y}_{2A} = 0,46 \quad (\text{Anschubplatte})$$

$$\hat{y}_{E,konstr.} = \hat{y}_1 + \hat{y}_{2E} = 0,72 \quad (\text{Endmaß})$$

an, für den Fall destruktiver Interferenz liegen die Werte bei

$$\hat{y}_{A,destr.} = \hat{y}_1 - \hat{y}_{2A} = 0,23 \quad (\text{Anschubplatte})$$

$$\hat{y}_{E,destr.} = \hat{y}_1 - \hat{y}_{2E} = 0,00 \quad (\text{Endmaß}).$$

Durch Quadrieren ergeben sich die zugehörigen normierten Intensitätswerte am Ausgang des Interferenzkomparators:

Konstruktive Interferenz:

$$I_{A,konstr.} = (\hat{y}_1 + \hat{y}_{2A})^2 = 0,22 = I_{\max,A} \quad (\text{Anschubplatte})$$

$$I_{E,konstr.} = (\hat{y}_1 + \hat{y}_{2E})^2 = 0,53 = I_{\max,E} \quad (\text{Endmaß})$$

Destruktive Interferenz:

$$I_{A,destr.} = (\hat{y}_1 - \hat{y}_{2A})^2 = 0,07 = I_{\min,A} \text{ (Anschubplatte)}$$

$$I_{E,destr.} = (\hat{y}_1 - \hat{y}_{2E})^2 = 0,00 = I_{\min,E} \text{ (Endmaß)}.$$

Das elektronische Steuersystem erlaubt ein Anpassen des Meßbereichs der Kamera über eine Offset-Vorgabe und eine einstellbare Verstärkung. Durch geeignete Wahl der Parameter wird der Meßbereich so gelegt, daß die maximale Intensität am Ausgang des Komparators ( $I_{E,konstr}$ ) gerade noch nicht zur Sättigung der Empfängerdiode führt und die minimal mögliche Intensität ( $I_{E,destr.}$ ) oberhalb des Dunkelsignals der Kamera liegt. Wird eine Kombination aus Kamera und 10 Bit-Steuersystem gewählt, stehen von den 1024 möglichen Digitalisierungsstufen etwa 900 als reiner Meßbereich zur Verfügung. Damit liegt in dieser Skala der Wertebereich für das Signal, das bei der Interferenz zwischen dem Teilstrahl 1 und dem vom Endmaß kommenden Teilstrahl entsteht, zwischen 0 und 900 und der Wertebereich für das andere Interferenzsignal („Anschubplatte“) zwischen 120 und 380. Aufgrund des Digitalisierungsfehlers läßt sich das erste Intensitätssignal („Endmaß“) bis auf etwa  $\pm 0,1 \%$ , das zweite („Anschubplatte“) bis auf etwa  $\pm 0,4 \%$  genau angeben. Eine Abweichung von  $0,4 \%$  bei der Intensitätsbestimmung führt auf eine Abweichung von maximal  $0,4 \%$  bei der Berechnung der Interferenzphase über den Carré-Algorithmus, eine Auflösung der Interferenzphasenbestimmung bis auf  $1/100$  Ordnung ist also mit der Kombination Kamera–10 Bit-Steuersystem möglich.

Die gewählte Kombination Kamera–10 Bit-Steuersystem war bereits im Vorfeld hinsichtlich Linearität, Remanenz und Übersprechen untersucht worden [27]. Es zeigte sich, daß sowohl in Hinblick auf Linearität als auch auf das Übersprechen die Kamera für den Aufbau geeignet ist. Bezüglich des Effekts der Remanenz mußte darauf geachtet werden, die Auslesezyklen für die einzelnen Aufnahmen gleich zu gestalten. Die Belichtungszeit des elektronischen Kamerasensors wird nicht durch einen mechanischen Verschluß gesteuert, sondern elektronisch durch die Auslesezeit bestimmt. Der Effekt der Ladungsspeicherung kann sich unterschiedlich auf eine zeitliche Abfolge einzelner Auslesezyklen auswirken. Im vorliegenden Fall der Phasenverschiebungsinterferometrie werden zur Gewinnung eines Phasenbildes vier Bilder nacheinander eingelesen. Dadurch kann es vorkommen, daß die Kamera für das erste eingelesene Bild – dem eine Pause undefinierter Länge vorausgegangen ist – und für die weiteren drei in definiertem Zeitabstand folgenden Aufnahmen eine unterschiedliche Empfindlichkeit aufweisen. Abhilfe läßt sich durch eine zusätzliche Aufnahme schaffen, die vor den eigentlichen vier Meßaufnahmen stattfindet, so daß viermal die gleichen Rahmenbedingungen für die einzelnen Meßaufnahmen herrschen.

Um die Kamera mit dem Komparator zu verbinden, wurde der beobachterseitige Teil des Komparators umgestaltet (Abbildung 2-2 und Abbildung 2-3). Über einen verschiebbaren Umlenkspiegel kann wahlweise die Kamera bzw. ein Beobachter in das Gerät blicken. Der direkte Einblick ist für Justieraufgaben, wie z. B. das Einstellen der Streifenzahl, notwendig.

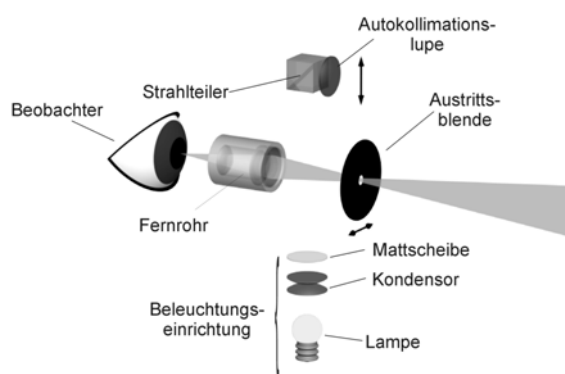


Abbildung 2-2: Zustand des Komparatoreinblicks vor dem Umbau. Zur Ausrichtung der Anschubplatte senkrecht zur Strahlrichtung kann eine Autokollimationslupe mit einem Strahlteiler in den Strahlengang gebracht werden.

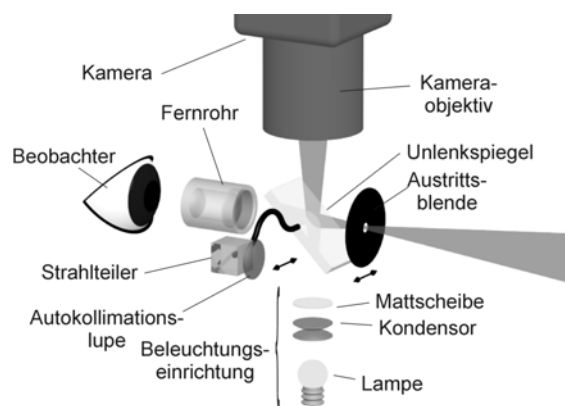


Abbildung 2-3: Der Komparatoreinblick wurde durch Umbau erweitert: über einen verschiebbaren Umlenkspiegel kann wahlweise ein Beobachter direkt in den Komparator blicken oder das Licht auf den Kamerasensor umgelenkt werden. Zusätzlich läßt sich auch hier eine Autokollimationslupe mit einem Strahlteiler in den Strahlengang bringen, um die senkrechte Ausrichtung der Anschubplatte zur Strahlrichtung zu überprüfen.

## 2.1.4 Strahlungsquelle für die interferometrische Endmaßkalibrierung

Die bisherige Lichtquelle bestehend aus einer  $^{114}\text{Cd}$ -Wellenlängennormallampe mit nachgeschaltetem Wellenlängenselektor (Abbildung 2-4) kann nicht weiter verwendet werden. Ihre Beleuchtungsstärke reicht nicht aus, um mit dem Kamerasystem Interferenzerscheinungen beobachten zu können: Die  $^{114}\text{Cd}$ -Wellenlängennormallampe liefert an Strahlungsleistung etwa 1 nW im gesamten Gesichtsfeld. Gleichmäßige Verteilung vorausgesetzt erhält damit jedes der 16384 Pixel etwa  $1/16384$  nW oder 60 fW. Der Empfänger der Kamera benötigt nach Herstellerangaben /28/ mindestens die 100fache Menge an Strahlungsleistung, bevor er ein Signal liefert. Daher muß die Strahlungsquelle ersetzt werden.

An die Beleuchtung werden zwei wesentliche Anforderungen gestellt:

- Das Licht darf nur eine geringe Wellenlängenbreite  $\Delta\lambda$  aufweisen. Im Interferenzkomparator werden Endmaße mit Lichtwellenlängen verglichen. Wie unter 1.3 dargelegt ist für eine sinusförmige Welle das Produkt der Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $\nu$  gleich der Phasengeschwindigkeit  $c$ . Nach der (Laufzeit-)Definition der Längeneinheit Meter folgt demnach aus der gemessenen Frequenz  $\nu$  einer Lichtwelle die berechnete Vakuum-Wellenlänge  $\lambda_0 = c_0/\nu$  als Längennormal. Abweichungen  $\Delta\lambda$  der Wellenlänge gehen linear als Abweichungen der gemessenen Endmaßlänge in das Meßergebnis ein. Sollen Endmaße mit einer Unsicherheit von wenigen  $10^{-7}$  kalibriert werden, sollte das Verhältnis  $\Delta\lambda/\lambda$  mit einer deutlich geringeren Unsicherheit behaftet sein.
- Die Intensität der Lichtquelle muß zeitlich konstant sein. Für die Phasenverschiebungsinterferometrie ist wesentlich, daß sich während einer Messung die Grundhelligkeit  $I_0$  nicht ändert. Ist die-

se Konstanz nicht zu gewährleisten, muß der Helligkeitsverlauf erfaßt werden und in den Auswertalgorithmus über ein Korrekturglied einfließen.

Die einzigen derzeit verfügbaren Lichtquellen, die die genannten Forderungen nach geringer Wellenlängenbandbreite und Intensitätsstabilität gepaart mit einer ausreichend hohen Beleuchtungsstärke erfüllen können, sind stabilisierte Laser /31/. Da wegen der Endmaßkalibrierung nach der Koinzidenzmethode mehrere Meßwellenlängen benötigt werden, muß für jede Wellenlänge jeweils ein Laser als Lichtquelle bereitgestellt werden. Zur besseren Koinzidenzfindung ist außerdem wünschenswert, daß die verwendeten Wellenlängen möglichst weit auseinanderliegen. Die Wahl fiel auf diese drei Laser:

1. Ein roter, Zeeman-stabilsierter Helium-Neon-Laser ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) /32/,
2. ein grüner, 2-Moden-stabilsierter Helium-Neon-Laser ( $\lambda = 543 \text{ nm}$ ) /33/, sowie
3. ein „dunkelroter“, Rubidium-stabilsierter Diodenlaser ( $\lambda = 780 \text{ nm}$ ) /34/.

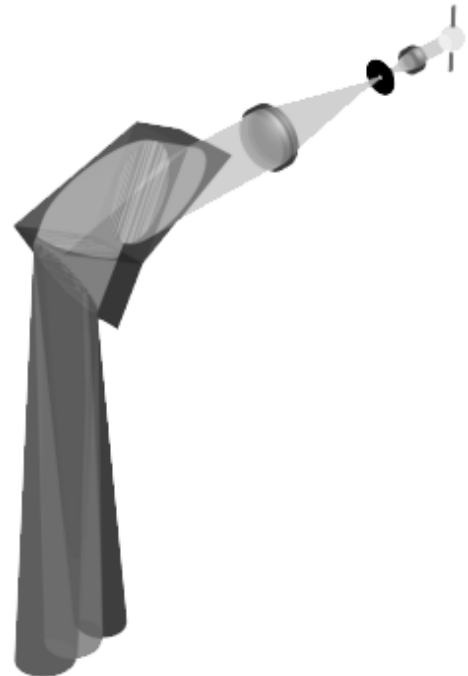


Abbildung 2-4: Bisheriger Aufbau der Beleuchtung. Über ein neigbares Dispersions-element kann aus dem Licht einer Wellenlängennormallampe die benötigte Wellenlänge selektiert werden (graue Strahlenbündel).

Bei den beiden Helium-Neon-Lasern handelt es sich um kommerzielle Seriengeräte, der Diodenlaser ist eine Eigenentwicklung der PTB. Es zeigte sich, daß die Langzeit-Frequenzstabilität der Helium-Neon-Laser besser als  $2 \cdot 10^{-8}$ , die des Dioden-Lasers besser als  $5 \cdot 10^{-8}$  ist. Während die Helium-Neon-Laser ohne weitere Modifikationen verwendet werden konnten, mußte der Dioden-Laser um eine zusätzliche Optik zur Wellenlängenselektion erweitert werden: Bauartbedingt weist das Spektrum dieses Lasers symmetrisch um die Grundmode verteilte, schwach angeregte Nebenmoden auf, die herausgefiltert werden müssen. Ursache für die Nebenmoden ist die kurze Resonatorlänge des Lasers, so daß nicht nur die Grundmode verstärkt wird. Mittels eines Gitters, das in Littrow-Anordnung /35/ in den Laserstrahl gebracht wird, lassen sich die einzelnen Moden voneinander trennen. Anschließend werden die Nebenmoden durch ein Raumfilter (ein Spalt) ausgeblendet. Übrig bleibt die Grundmode.

Durch den Einsatz dreier räumlich getrennter Lichtquellen stellte sich die Frage, wie die unterschiedlichen Wellenlängen in gleicher Weise in den Komparator einzubringen sind. Als sinnvolle Lösung bieten sich hierfür Lichtwellenleiter (LWL) an. Lichtwellenleiter werden häufig nach zwei Kriterien /35//36/ unterschieden:

- Anhand des Verlaufes des Kernbrechungsindex in Stufen- oder Gradientenindex-LWL,
- aufgrund ihrer wellenoptischen Eigenschaften in Multimode-, Singlemode-LWL.

Multimode-Stufenindex-Lichtwellenleiter leiten das Licht aufgrund des Brechzahlunterschiedes zwischen dem Kernmaterial und dem Mantel durch Totalreflexion an der Grenzfläche dieser beiden Bereiche. Je nach Einfallswinkel legen die einzelnen Lichtstrahlen unterschiedlich lange Wege zurück. Die Kerndurchmesser dieser Fasern sind vergleichsweise groß (von ca. 25  $\mu\text{m}$  bis über 1000  $\mu\text{m}$ ). Zudem können sie in einem weiten Spektralbereich eingesetzt werden /35//37/.

Bei den Multimode-Gradientenindex-Lichtwellenleitern gibt man dem Kernglas durch seitliches Eindiffundieren (Dotieren) einen parabelförmigen Brechzahlverlauf. Dadurch werden die schräg einfallenden Lichtstrahlen stetig gekrümmt, die Lichtleitung erfolgt somit durch Brechung und nicht durch Totalreflexion. LWL dieses Typs sind mit 50  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser erhältlich und können ebenfalls in einem breiten Spektralbereich eingesetzt werden /35//37/.

Singlemode-LWL stellen einen Sonderfall der Stufenindex-Lichtwellenleiter dar. Aufgrund ihrer sehr kleinen Kerndurchmesser (je nach einzusetzender Wellenlänge beträgt er zwischen 3  $\mu\text{m}$  und 10  $\mu\text{m}$ ) führen sie bei ihrer Betriebswellenlänge nur die Grundmode des elektromagnetischen Feldes. Die Kohärenz eines Lasers bleibt in einem Singlemode-LWL erhalten; außerdem wirkt solch ein LWL als hochwertiger Raumfilter /35//37/.

Für Laseranwendungen ist zu beachten, daß die Strahlqualität eines Lasers durch den Einsatz von Multimode-LWL normalerweise verschlechtert wird. So läßt sich der aus dem Lichtwellenleiter austretende Strahl weniger gut kollimieren oder fokussieren als der ursprüngliche Laserstrahl. Zusätzlich weist das austretende Strahlprofil eine deutliche Speckle-Struktur auf.

Obwohl ein Singlemode-LWL auf den ersten Blick als die geeignetere Lösung erscheint, wurde ein Multimode-Stufenindex-LWL mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  ausgewählt. Ein Singlemode-LWL ist aufgrund seiner Eigenschaften nur für einen begrenzten Wellenlängenbereich einmodig /35//36//37/ – und nur für diesen kleinen Wellenlängenbereich kommen seine spezifischen Vorteile zur Geltung. Für den Aufbau der Beleuchtung würde die Verwendung von Singlemode-LWL bedeuten, daß jedem Laser ein eigener LWL zugedacht werden muß. Am Komparator können dann die Enden der Leiter nicht am gleichen Platz sitzen, so daß die Position der Eingangsapertur variieren würde. Damit herrschten bei den jeweiligen Messungen unterschiedliche Gegebenheiten. Die Vorteile des gewählten Multimode-LWL sind:

- Es wird nur ein LWL benötigt.
- Der vergleichsweise große Kerndurchmesser erleichtert das Einkoppeln des Laserlichts.

Ein Nachteil dieses LWL-Typs ist eine Speckle-Struktur, die das austretende Lichtbündel aufweist, sofern Laserstrahlung verwendet wird /36/. Diese Struktur ist bedingt durch die unterschiedlichen Wege, die die einzelnen Moden im LWL zurücklegen. Waren beim Eintritt in den Leiter alle Wellenzüge noch in gleicher Phase, so geht dieser Bezug wegen der unterschiedlichen Weglängen verloren. Es kommt zu Interferenzerscheinungen, die als grobkörniges Muster auf einem

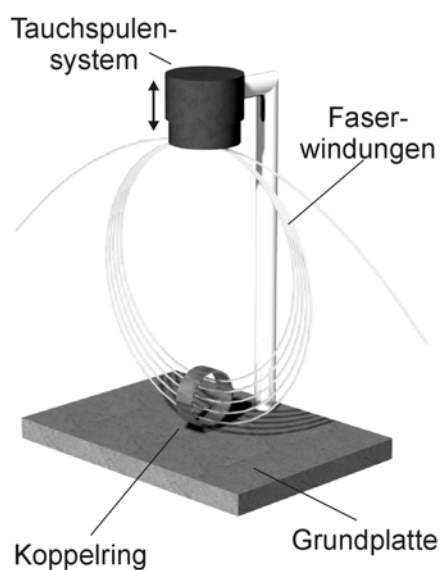


Abbildung 2-6: Aufbau des Speckle-Mischers.

Schirm beobachtet werden können (Speckle). Leichte Bewegungen am LWL, die durch

Luftzug, Wärmeausdehnung der Fa-

ser etc. hervorgerufen werden können, erzeugen ein Wandern der Speckle. Eine Voraussetzung für die Phasenbestimmung nach dem Carré-Algorithmus ist, daß die Grundhelligkeit  $I_0(x,y)$  während der vier notwendigen Aufnahmen konstant ist. Das dynamische Speckle-Muster läßt die geforderte Konstanz der Grundhelligkeit jedoch nicht zu. Daher muß ein Weg gefunden werden, die Speckle zu entfernen.

Da die Kamera ein integrierender Lichtsammler ist /38/, reicht es aus, eine mittlere, konstante Helligkeit zu erzeugen, indem die Speckle im Bildfeld so schnell und so weit bewegt werden, daß die Speckle-Struktur verwischt wird /39/. Dazu bietet es sich an, den LWL mechanisch anzuregen. Eine rein harmonische Bewegung des Leiters – z. B. durch ein Tauchspulensystem, das mit einem sinusförmigen Signal angeregt wird (Abbildung 2-5) – ist nicht voll zufriedenstellend, da es in den Umkehrpunkten der Bewegung zu Stillständen kommt und die Speckle nicht mehr bewegt werden. Diese Totlagen werden in regelmäßigen Zeitabständen durchlaufen. Nimmt die Kamera ein Bild auf, während eine Totlage durchlaufen wird, läßt sich kein reproduzierbares Intensitätsbild gewinnen und die Phasenbestimmung ist stark fehlerbehaftet. Schaltet man jedoch mehrere der in Abbildung 2-5 dargestellten Aufbauten zusammen – die periodische Anregung bleibt – und sorgt dafür, daß der LWL außerdem eine Stoßanregung erfährt, läßt sich neben der Periodizität auch der Moment der vollständigen Ruhe vermeiden.

In der Praxis kann man solch einen mehrfachen Speckle-Mischer verwirklichen, indem mehrere Windungen des LWL mit unterschiedlichen Durchmessern über ein Tauchspulensystem angeregt werden

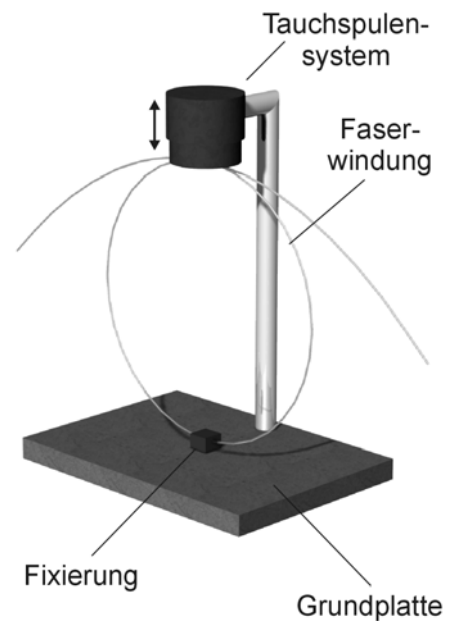
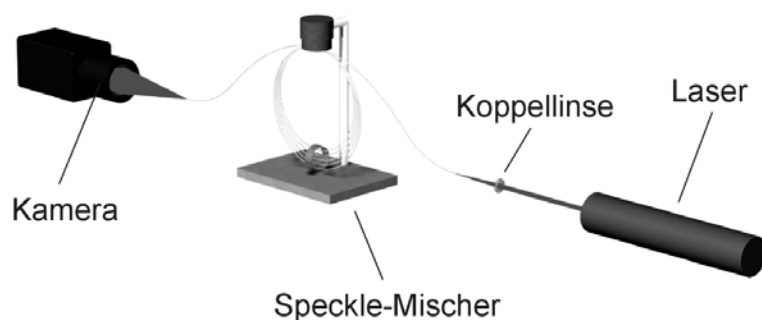


Abbildung 2-5: Aufbau zur harmonischen Anregung einer Faserwindung. Die Faserwindung ist auf der Grundplatte fixiert



(Abbildung 2-6). Diese Windungen prallen zum einen auf ein festes Hindernis (Grundplatte in Abbildung 2-6), zum anderen sind sie über einen beweglichen, leichten Kunststoffring (Koppelring in Abbildung 2-6) lose miteinander gekoppelt.



Die Leistungsfähigkeit des Speckle-Mischers und damit seine Eignung für den Aufbau läßt sich mit einem einfachen Test überprüfen (Abbildung 2-7): Laserlicht wird in den Lichtwellenleiter am Eingang eingekoppelt, während vor dem Ausgang die Kamera postiert wird.

Abbildung 2-7: Prinzip des Versuchsaufbaus zur Untersuchung des Speckle-Mischers

Anschließend werden zunächst bei ausgeschaltetem Speckle-Mischer nacheinander vier Aufnahmen (als „Bild 1“ bis „Bild 4“ bezeichnet) mit der Kamera gemacht, wobei der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen dem bei dem später beschriebenen, eigentlichen Meßvorgang entspricht. Anschließend werden die sechs möglichen Differenzen zwischen den einzelnen Aufnahmen gebildet:

Bild 1( $x_i, y_i$ ) – Bild 2( $x_i, y_i$ )	Bild 2( $x_i, y_i$ ) – Bild 3( $x_i, y_i$ )	Bild 3( $x_i, y_i$ ) – Bild 4( $x_i, y_i$ )
Bild 1( $x_i, y_i$ ) – Bild 3( $x_i, y_i$ )	Bild 2( $x_i, y_i$ ) – Bild 4( $x_i, y_i$ )	
Bild 1( $x_i, y_i$ ) – Bild 4( $x_i, y_i$ )		

Würde es zwischen den einzelnen Aufnahmen zu keiner Änderung kommen, so müßte die Differenz zwischen allen Bildpunkten immer den Wert „0“ ergeben. Um dies zu überprüfen, wurden die Ergebnisse dieser Differenzbildungen in einem Häufigkeitsdiagramm aufgetragen (Abbildung 2-8). Angegeben sind die relativen Häufigkeiten bezogen auf die Gesamtzahl der Bildpunkte. Tatsächlich ergibt sich für den Fall „Speckle-Mischer ausgeschaltet“ eine breite Verteilung (Abbildung 2-8 oben).

Führt man diesen Versuch mit eingeschaltetem Speckle-Mischer (Anregfrequenz 112 Hz, Amplitude 2 mm) durch, ändert sich das Ergebnis, wie in Abbildung 2-8 unten deutlich zu erkennen ist: Die Verteilung ist gaußförmig um den mittleren Wert „0“, bei den meisten Pixeln beträgt die Differenz 0 Digitalisierungsstufen, Werte von größer als  $\pm 6$  Digitalisierungsstufen – was bei einer Auflösung von 10 bit  $\pm 6 \cdot 10^{-3}$  entspricht – kommen praktisch nicht vor. Über Wiederholungen vieler Aufnahmen ergibt sich ein Mittelwert von  $-0,06$  Digitalisierungsstufen, die Standardabweichung liegt bei 2,5 Digitalisierungsstufen.

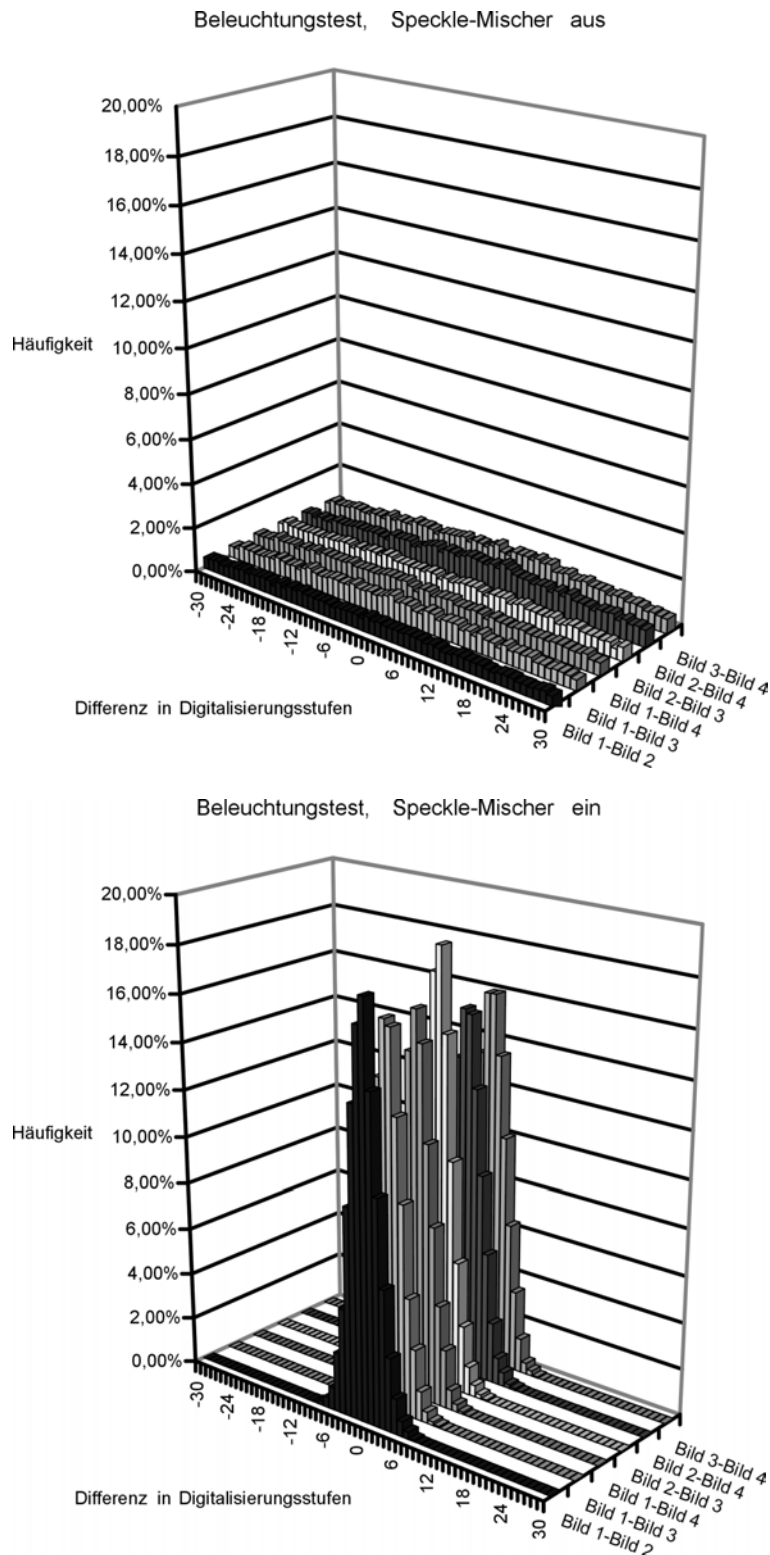


Abbildung 2-8: Untersuchung des Speckle-Mischers.

Vorteile:

- Die Faser muß keiner aufwendigen Bearbeitung unterzogen werden. Es ist völlig ausreichend, die Faser mit einem speziellen Werkzeug eben abzuschneiden. Anschließend wird das Faserende in einer Klemmhalterung gefaßt.

Um die drei Wellenlängen der Laser in den Komparator einkoppeln zu können, wurde eine Vorrichtung benötigt, über die die einzelnen Laserbündel gleichzeitig in die Faser abgebildet werden können. Als einfache Lösung bietet sich dafür der relativ große Akzeptanzwinkel des LWL an: Der halbe Öffnungswinkel des Leiters beträgt ca.  $13^\circ$ . Solange ein Lichtstrahl unter einem Winkel von kleiner als  $13^\circ$  zur optischen Achse auf das Ende des Leiters trifft, wird er sicher in den Leiter eingekoppelt. Ordnet man die drei Laser – virtuell – so um das Faserende an, daß die emittierten Lichtstrahlen innerhalb des Öffnungskegels der Faser liegen, sollte also eine gute Einkopplung stattfinden. Abbildung 2-9 zeigt den Aufbau des eingesetzten Faserkopplers. Jeder der drei ankommenden Laserstrahlen kann über zwei justierbare Spiegel genau auf das Faserende ausgerichtet werden. Um den Koppelwirkungsgrad zu erhöhen, wurde jeweils eine Fokussierlinse zwischengeschaltet. Dieser Koppler bietet neben dem vergleichsweise einfachen Aufbau noch weitere

- Der Aufbau ist weitestgehend frei von Rückkopplungen in die Laser. Zwar werden am Fasereneingang ca. 4% des auftretenden Lichtes reflektiert, doch aufgrund des schrägen Lichteinfalls erfolgt die Reflexion nicht zurück in den Laser. Freilich wird auch Licht vom anderen Faserende beim Austritt wieder zurückgeworfen, ebenso wie Licht aus dem Interferometer, doch beträgt dieser Anteil konstruktionsbedingt nur einige wenige  $10^{-6}$  der eingestrahnten Lichtleistung.

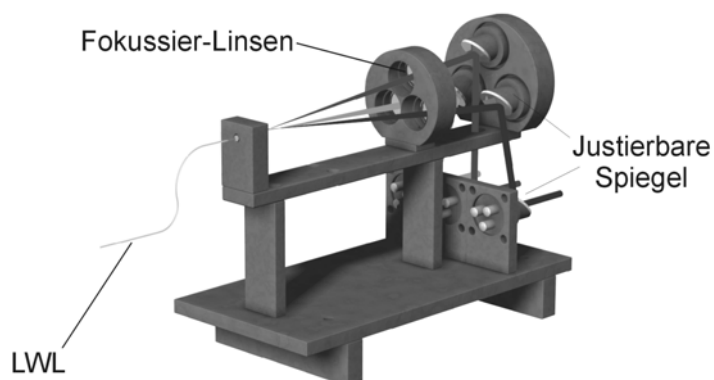


Abbildung 2-9: Aufbau des LWL-Kopplers. Über insgesamt sechs einzeln justierbare Spiegel – jeweils zwei pro Laser – lassen sich die drei Strahlen exakt auf das Faserende ausrichten. Die drei Strahlen sind entsprechend der verwendeten Wellenlängen in verschiedenen Grautönen dargestellt.

Dieser Koppler wurde zusammen mit den drei Lasern auf eine Grundplatte montiert, wie in Abbildung 2-10 zu sehen ist. Über Umlenkspiegel werden die von den einzelnen Lasern kommenden Lichtstrahlen zum Koppler geführt. Daneben befindet sich auch der Aufbau zur Modentrennung des Diodenlasers, wie er weiter oben beschrieben ist. Das Schalten der einzelnen Wellenlänge erfolgt über elektromechanische Verschlüsse, die nur die jeweils benötigte Wellenlänge freigeben. Mit dieser Lösung steht eine Lichtquelle zur Verfügung, die die Anforderungen hinsichtlich Monochromasie, zeitlicher Konstanz der Intensität und einfachem Wechsel der Wellenlänge während der Messung erfüllt.

Abschließend waren am und im Komparator noch einige wenige Modifikationen vorzunehmen, um die neue Beleuchtungseinrichtung zu integrieren. So mußte das nicht mehr benötigte Dispersionselement entfernt und durch einen hochwertigen Planspiegel ersetzt werden. Ein Verbleiben des Dispersionselements im Komparator würde sich störend für die Automatisierung auswirken. Aufgrund

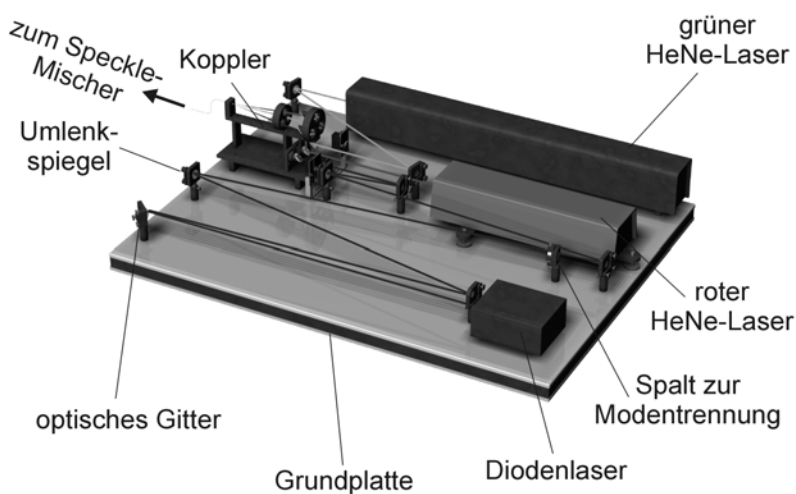


Abbildung 2-10: Aufbau der Beleuchtungseinheit. Der Strahlengang des Diodenlasers muß mehrfach gefaltet werden, damit die durch das optische Gitter abgspalteten Nebenmoden mit dem Spalt ausgeblendet werden können.

der Winkeldispersion würden die verschiedenen Meßwellenlängen unterschiedlich abgelenkt werden und damit nicht im gleichen Winkel in den Komparator fallen. Um dies zu kompensieren, müßte das Dispersionselement beim Wechsel der Wellenlänge automatisch exakt nachgeführt werden, damit die Strahlung unabhängig von der Wellenlänge senkrecht in den Komparator fällt. Eine dafür geeignete Nachführung ließe sich nur mit erheblichem Mehraufwand realisieren.

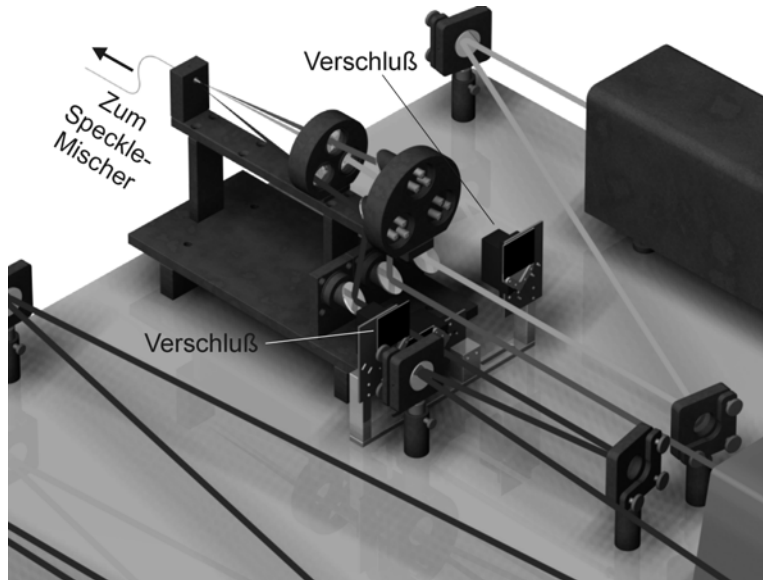


Abbildung 2-11: Detailansicht des Beleuchtungsaufbaus. Die drei Verschlüsse sind hier in geöffneter Stellung – ein Zustand, der bei späteren Messungen nicht vorkommt.

Das Faserende, aus dem das Licht wieder heraustritt, mußte über eine Halterung an die Stelle gebracht werden, wo sich ursprünglich der Eintrittsspalt befand. Über eine  $x$ - $y$ -Verschiebeeinrichtung läßt sich das Faserende optimal im Strahlengang positionieren. Der bisherige Eintrittsspalt wurde entfernt, da nun die Faser selbst mit ihrem gegenüber dem Spalt kleinen Kerndurchmesser von  $200\text{ }\mu\text{m}$  als Eintrittsapertur fungiert.

### 2.1.5 Phasenverschiebeeinrichtung

Für die Variation des Gangunterschieds wird eine Phasenverschiebeeinrichtung benötigt, mit deren Hilfe die Interferenzphase gezielt verändert werden kann. Zur Bestimmung der Interferenzphase über den Carré-Algorithmus müssen vier Positionen angefahren und während der Belichtung gehalten werden. Die Verschiebeschrittweiten zwischen jeweils zwei benachbarten Positionen müssen äquidistant sein. Weiter oben wurde gesagt, daß eine konstante Schrittweite von  $2 \cdot \varepsilon = 0,31 \cdot 2\pi$  anzustreben ist, wenn die Unsicherheit der Interferenzphasenbestimmung mit dem Carré-Algorithmus Werte um  $5 \cdot 10^{-3}$  erreichen soll. Läßt sich nur die Konstanz gewährleisten, nicht jedoch der Wert der Schrittweite einhalten, so sinkt die Genauigkeit.

Der Interferenzkomparator war zu Beginn der Arbeiten bereits mit einer Phasenverschiebevorrichtung ausgestattet, bei der sich der Referenzspiegel mittels einer Parallelführung und eines Verschiebeelements verfahren läßt. Aufgrund des kleinen benötigten Verschiebeweges wurde hierfür ein Piezostellglied eingesetzt. Piezostellglieder haben auf Grund der direkten elektromechanischen Energieumwandlung in einem keramischen Festkörper eine Reihe von hervorstechenden Eigenschaften. Sie erreichen nicht nur Präzision im Nanometerbereich, sondern wegen der sehr hohen Energie- und Kraftdichte auch Reaktionszeiten von wenigen Mikrosekunden. Allerdings muß beachtet werden, daß Pie-

zokeramiken im Stellglied Ferroelektrika sind, deren Kennlinien Hysteresen enthalten. Im Gegensatz zu einem idealen Stellglied ist deshalb die Längenänderung nicht nur von der angelegten Spannung, sondern auch von der Vorgeschichte abhängig. Die Hysterese läßt sich effektiv eliminieren, in dem

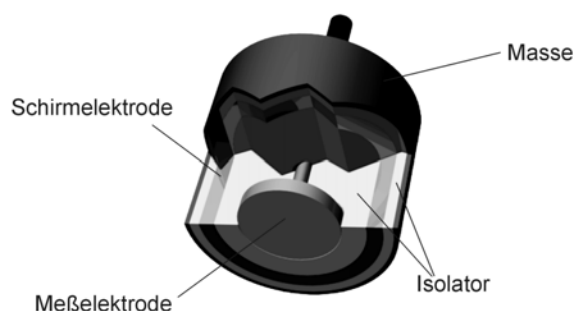


Abbildung 2-12: Teilschnitt durch den Sensor des kapazitiv arbeitenden Abstandsmeßsystems

der Stellglied mit einem Weggeber verbunden wird, dessen Ausgangssignal als Stellgröße für die Ansteuerelektronik verwendet wird. Als Nebeneffekt werden so auch eine mögliche thermische oder mechanische Drift sicher erfaßt. Um das Piezostellglied aktiv zu regeln, wird ein kapazitives Wegmeßsystem eingesetzt (capaNCDT, Serie 600), das aus dem eigentlichen Sensor, einer Vorverstärkereinheit, einem Oszillator, einem Demodulator sowie einem Interface zur Verbindung mit einer Auswerteeinheit besteht /40/.

Das Prinzip der kapazitiven Abstandsmessung mit diesem System basiert auf der Wirkungsweise des idealen Plattenkondensators /41/. Die beiden Plattenelektroden werden durch den Sensor (Abbildung 2-12) und ein gegenüberliegendes Meßobjekt gebildet. Das Meßobjekt kann beispielsweise eine planparallele Metallplatte sein.

Durchfließt ein Wechselstrom konstanter Frequenz  $\omega$  (im vorliegenden Fall 20 kHz) den Sensorkondensator, so ist die Amplitude der Wechselspannung am Sensor dem Abstand  $d$  zwischen dem Sensor und dem Meßobjekt proportional. Der Sensor und das Meßobjekt stellen – bezogen auf das Modell des Plattenkondensators – die Kondensatorelektroden mit der Querschnittsfläche  $A$  dar. Bedingt durch das Meßverfahren ergibt sich eine hohe Linearität zwischen dem zu messenden Abstand  $d$  und dem Signal des Sensors. Denn das System wertet den Blindwiderstand  $X_c$  des Plattenkondensators aus, der sich proportional mit dem Abstand  $d$  ändert /40/:

$$X_c = \frac{1}{j\omega C}; C = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{d} \quad \text{Gleichung 2-9}$$

Dieser theoretische Zusammenhang wird durch den Aufbau der Sensoren als Schutzringkondensatoren in der Praxis nahezu ideal verwirklicht /54/.

Das Signal des Wegsensors ist im interessierenden Bereich hinreichend linear. Aufgrund der sehr kleinen zu messenden Wege von einigen  $10^2$  Nanometern wurde die Meßelektronik des Sensors modifiziert, um eine höhere Empfindlichkeit für den eingeschränkten Meßbereich zu erzielen. Für diese Aufgabe bietet sich der Einsatz eines Lock-In-Verstärkers an /42/. Lock-In-Verstärker – üblich ist auch die Bezeichnung phasenempfindlicher Gleichrichter – werden häufig bei der Detektion und Verarbeitung sehr schwacher Analogsignale (Wechselspannungen bzw. -ströme auf breitbandigem Rauschuntergrund) eingesetzt. Verwendbar sind diese Geräte zur Detektion von Analogsignalen bis

hinunter in den Nanovolt- bzw. Femtoampere-Bereich mit einer nutzbaren Verstärkungsbandbreite von einigen Hz bis MHz. Dabei kann ein guter Lock-In-Verstärker das eigentliche Meßsignal aus einem bis zu vier Größenordnungen stärkeren Rauschen herausfiltern. Diese Technik gestattet eine Messung sowohl der Signalamplitude als auch der Signalphase.

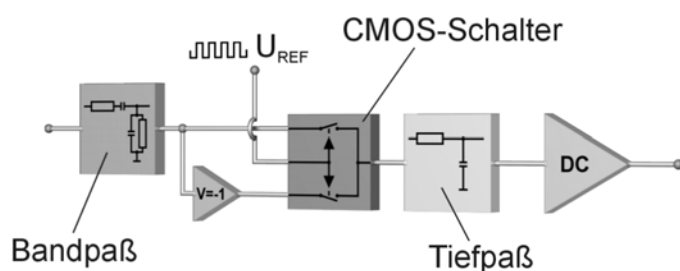


Abbildung 2-13: Schematische Darstellung des phasenempfindlichen Gleichrichters mit Eingangsbandpaß, CMOS-Schalter und Tiefpaß mit Anzeigeverstärker

Abbildung 2-14) so abgeschwächt und in der Phase verschoben, daß es dem Sensorsignal hinter dem Verstärker in der Kompensationsschaltung in Amplitude und Phase möglichst gleich ist. Für den eingestellten Sensorabstand ist dann die Differenz dieser beiden Signale weitestgehend auf Null kompensiert. Hinter dem Differenzverstärker in der Kompensationsschaltung liegt damit ein um das mittlere Signal vermindertes Meßsignal an. Änderungen dieses kompensierten Meßsignals durch Änderungen des Sensorabstandes können so mit sehr großen Verstärkungen des Differenzverstärkers und daher mit sehr großen Empfindlichkeiten registriert werden. Hierzu wird hinter dem Differenzverstärker das kompensierte Meßsignal bei der Meßwerterfassung phasenempfindlich mit der Referenzfrequenz des erregenden Oszillators mit Hilfe des phasenempfindlichen Gleichrichters demoduliert. Hinter dem phasenempfindlichen Gleichrichter liegt somit ein demoduliertes Meßsignal des kapazitiven Wegaufnehmers an.

Durch die Kompensationsschaltung läßt sich für die mechanische Ruhelage des Festkörpergelenktisches das demodulierte Meßsignal des kapazitiven Wegaufnehmers elektronisch zu Null kompensieren. Der Verstärkungsfaktor des Differenzverstärkers in der Kompensationsschaltung wird dann so gewählt, daß innerhalb des ange-

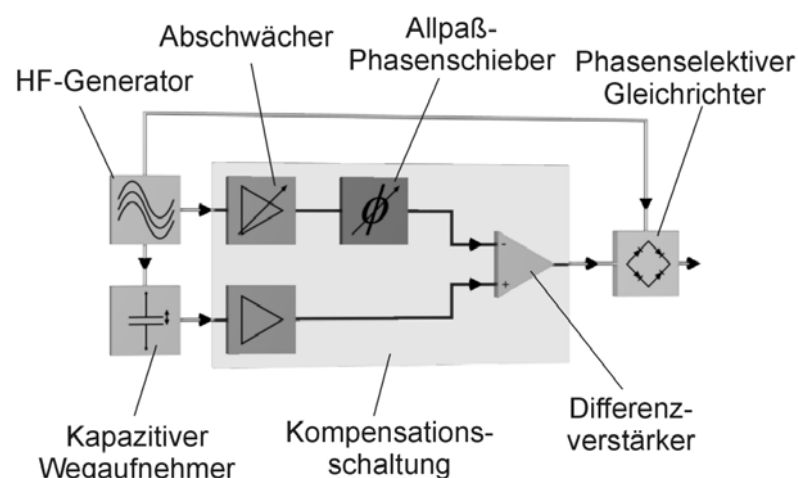


Abbildung 2-14: Aufbau der Kompensationsschaltung für den Nullabgleich

strehten Meßbereiches der nachgeschaltete, phasenempfindliche Gleichrichter gerade nicht übersteu-

ert. Dadurch wird die mit dieser Anordnung und dem gewünschten Meßbereich größtmögliche Empfindlichkeit des demodulierten Signals erreicht.

### 2.1.5.1 Schrittweise Regelung des Gangunterschieds

Die Schrittweitenregelung zur Durchführung der Phasenverschiebungsinterferometrie läßt sich folgendermaßen realisieren: Der kapazitive Wegaufnehmer liefert das Signal zur Regelung des Gangunterschieds. Das demodulierte Signal aus dem phasenempfindlichen Gleichrichter steuert über einen Hochspannungsverstärker – Piezo-Treiber (PZT) – den Piezoaktuator, der mit dem Referenzspiegel verbunden ist. Führt man zusätzlich zu der Kompensationsschaltung eine weitere phasen- und amplitudenrichtige Komponente des Oszillators ein, die in festen Verhältnissen verstärkt werden kann, so läßt sich die elektronische Ruhelage des Systems in festen Schritten definiert verstellen. Die zusätzliche Verstärkerstufe beruht auf einem Operationsverstärker mit schaltbarer, durch ein ausgesuchtes Widerstandsnetz hoher Stabilität vorgegebener Verstärkung. In ihrer höchsten Stufe besitzt sie die Verstärkung  $V_{max} = 1$ , während für die kleinste Verstärkungsstufe  $V_{min} = 0$  kein Signal zugemischt wird. Die Unterteilungen ergeben sich durch präzise ausgelegte Widerstandsverhältnisse und entsprechen den Verstärkungen  $1/4$ ,  $1/2$  und  $3/4$ . Diese Widerstände werden durch Relais über den das Experiment steuernden Computer zugeschaltet. Abbildung 2-15 zeigt den Aufbau für die Schrittweitenverstellung.

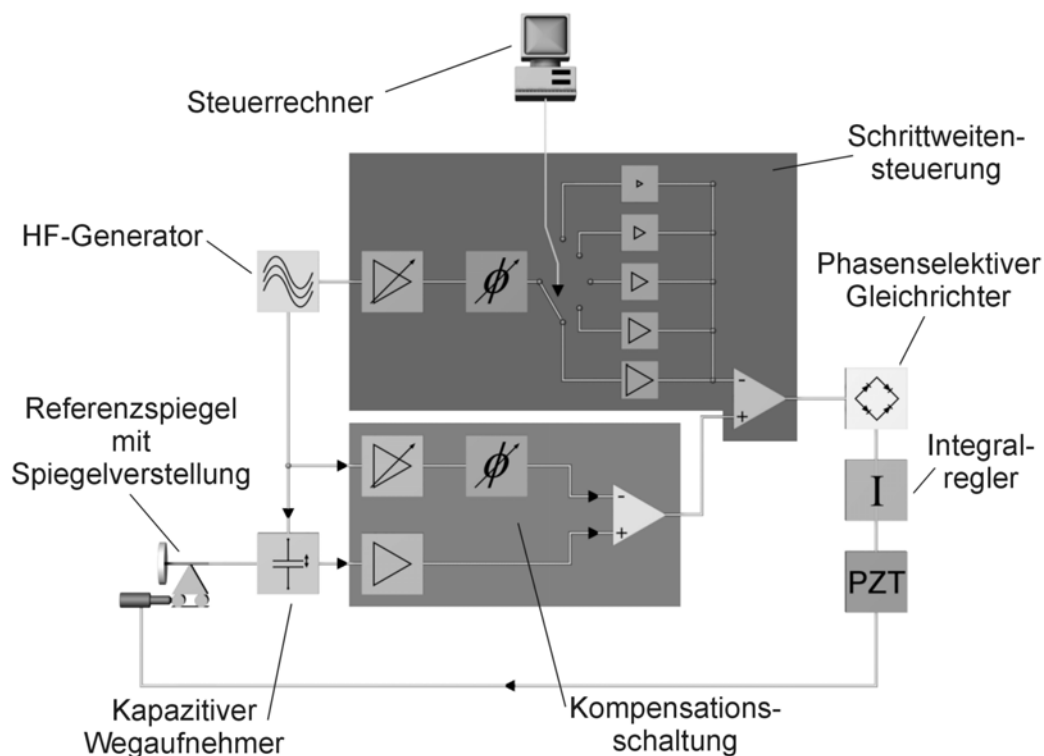


Abbildung 2-15: Schematische Darstellung der Schaltung für die Schrittweitenverstellung.

Nach Abschluß der Umbauarbeiten präsentiert sich der Komparator, wie er in Abbildung 2-16 schematisch dargestellt ist. In Abbildung 2-3 wurden bereits detailliert die Änderungen am Komparator-einblick beschrieben.

## 2.2 EDV

### 2.2.1 Hardware

Die gesamte Steuerung des Versuchsaufbaus und die Auswertung der gewonnenen Daten soll mit einem handelsüblichen PC erfolgen. Zu Beginn war dies ein Rechner mit einer Intel™ 486DX2/66MHz CPU und 16 MB Arbeitsspeicher. Auch wenn im Zuge der Fortschritte auf dem Prozessorsektor bald leistungsstärkere Rechnersysteme verfügbar waren, wurde an diesem Rechner lange Zeit festgehalten. Dadurch bestand die Notwendigkeit, die benötigten Rechenroutinen zeiteffizient zu gestalten. 1997 wurde dieser Rechner gegen einen Rechner mit Intel™ Pentium MMX CPU mit 166 MHz Prozessor-takt ausgetauscht.

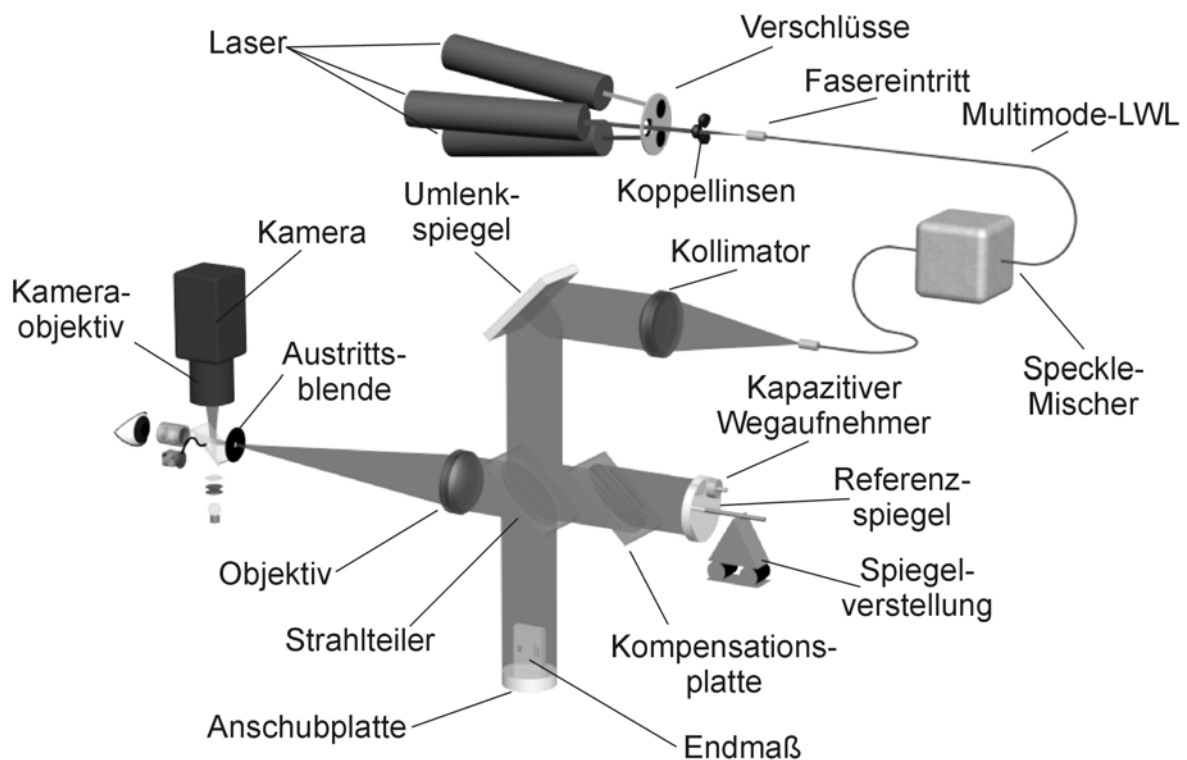


Abbildung 2-16: Aufbau des Interferenzkomparators nach dem Umbau für Messungen mittels Phasenverschiebungssinterferometrie.



### 2.2.2 Entwicklungsumgebung

Als Entwicklungsumgebung wurde die Programmiersprache Visual Basic 3.0 der Firma Microsoft ausgewählt /43/ mit Microsoft Windows als Betriebssystem. Zu den wichtigsten Vorteilen dieser Sprache gehören:

- Visual Basic ist einfach zu erlernen, da es auf einer relativ „pflegeleichten“ Programmiersprache basiert und interaktiv ist, d. h. Eingaben unmittelbar verarbeitet werden. Für die Programmierung mit Visual Basic werden keine Kenntnisse über den internen Aufbau von Windows benötigt.
- Visual Basic ist sehr gut erweiterbar. Fehlende Funktionen werden über Zusatzsteuerelemente hinzugefügt.
- Visual Basic besitzt einen echten Compiler, der ausführbaren Maschinencode erzeugt. Das „Geschwindigkeitsargument“, das bei früheren Versionen einige Entwickler davon abhielt, Visual Basic einzusetzen, zählt nicht mehr oder nur noch stark eingeschränkt.

Mit Visual Basic läßt sich somit eine Benutzer-Schnittstelle entwickeln, die vom Aussehen und der Bedienung stark an bekannte Windows-Anwendungen angelehnt ist, wobei aufgrund des BASIC-Kerns eine einfache Wartbarkeit gegeben ist.

### 3 Bilderzeugung und -auswertung

Mit dem modifizierten Komparator besteht die geräteseitige Voraussetzung für ein Meßsystem, mit dem Parallelendmaße kalibriert werden können. Für den vollautomatischen Meßablauf wird zusätzlich ein Steuer- und Auswerteprogramm benötigt, das den gesamten Meßvorgang steuert und überwacht. Dieses Programm muß vollkommen selbständig die benötigten Meßdaten einlesen, diese Daten aufbereiten und analysieren. Dazu muß das Programm u.a. in der Lage sein, Bildkorrekturen durchführen zu können, im Rahmen einer Objekterkennung den Bereich des Endmaßes im Gesichtsfeld zu lokalisieren und die Meßpunkte der relevanten Größen zu finden, ohne daß das Meßpersonal darauf einwirken muß. Voraussetzung für die Bestimmung der Meßgrößen ist die Berechnung der Interferenzbruchteile an jedem Bildpunkt und bei jeder der drei verwendeten Wellenlängen. Aus diesem Grund bietet es sich an, den Programmablauf zweizuteilen: Zuerst werden in einer *Bilderzeugung* die benötigten zwölf Intensitätsbilder sowie die zur Meßzeit herrschenden Umgebungsbedingungen eingelesen, um daraus in einer sich anschließenden *Bildauswertung* zunächst die unkorrigierten Interferenzbruchteile zu errechnen und aus den Interferenzbruchteilen wiederum die interessierenden Meßgrößen zu bestimmen.

Für alle weiteren Überlegungen zur Bildbearbeitung ist es notwendig, ein Koordinatensystem zu vereinbaren, wie es in Abbildung 3-1 aufgezeigt ist. Die Achsen sind mit  $x$  bzw.  $y$  gekennzeichnet, die Zahlenwertepaare entsprechen den zugehörigen Pixeln der Kameramatrix. Die Pixelnumerierung beginnt mit „0“ und endet bei „127“, woraus sich  $128 \cdot 128$  Kamerapixel ergeben.

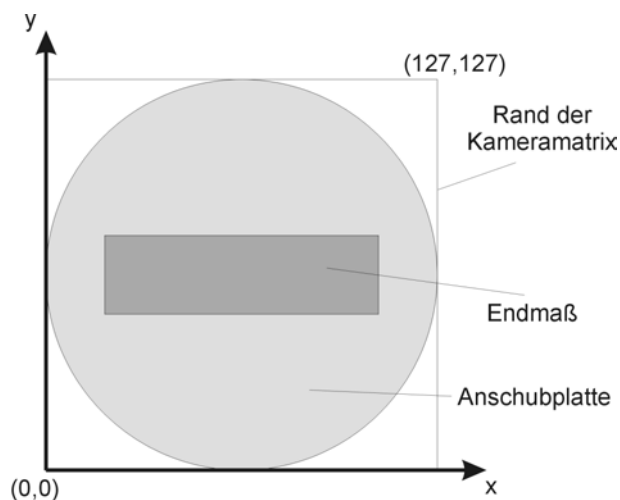


Abbildung 3-1: Festlegung des Koordinatensystems

#### 3.1 Bilderzeugung

Um die Interferenzphase für jeden Bildpunkt bei jeder der drei Wellenlängen mittels Phasenverschiebungsinterferometrie bestimmen zu können, sind insgesamt 12 Aufnahmen nötig, vier je Wellenlänge (Abbildung 3-5). Die Aufnahme der Bilder wird dabei vom Auswerte-Rechner gesteuert.

Der erste Teil der Messung läuft folgendermaßen ab: Nachdem das Endmaß zur Temperierung einige Zeit im Komparator gestanden hat, wird über den Okulareinblick die korrekte Lage des Endmaßes im Gesichtsfeld überprüft. Zu diesem Zweck läßt sich eine der drei Lichtquellen manuell zuschalten. Unter korrekter Lage ist dabei zu verstehen, daß sich das Endmaß vollständig und mittig im Gesichtsfeld befinden soll und möglichst parallel zur  $x$ -Achse liegt (Abbildung 3-1). Dies ist wichtig, damit um den

Bereich des Endmaßes herum genug Bildpunkte vorhanden sind, die dem Bereich der Anschubplatte im Gesichtsfeld zuordbar sind. Andernfalls ist eine Auswertung nach dem nachfolgend beschriebenen Verfahren nicht möglich. Weiterhin ist es hilfreich, wenn Streifenlosigkeit eingestellt ist. Interferenzstreifen auf dem Endmaß/auf der Anschubplatte stören die Auswertung zwar nicht, doch sind dann zusätzliche Rechenschritte zur Streifenkorrektur notwendig, die sich in einer länger dauernden Auswertung niederschlagen.

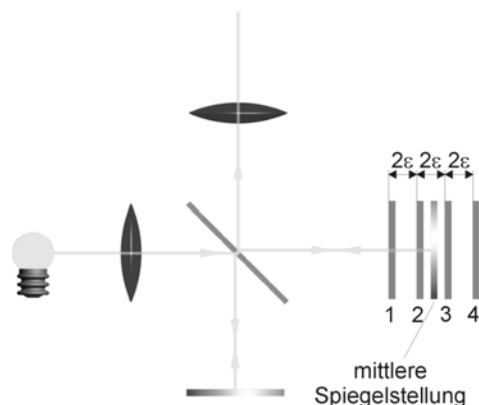


Abbildung 3-2: Lage der vier Spiegelstellungen bezogen auf die mittlere Spiegelstellung

Wird vom Meßpersonal die Lage des Endmaßes als akzeptabel beurteilt, kann der Meßvorgang gestartet werden. Dafür sind zunächst in ein Bildschirmformular die Stammdaten (u. a. Nennmaß, Kennnummer etc.) des Endmaßes einzutragen /44/. Danach beginnt die eigentliche Messung. Zuerst wird im Rahmen einer Initialisierungsprozedur der Referenzspiegel in die Stellung „1“ (Abbildung 3-2) gefahren und dort geparkt. Außerdem wird überprüft, ob die Sensoren für die aktuellen Klimadaten (Lufttemperatur, -druck, -feuchte) sowie für die Temperatur des Endmaßes einsatzbereit sind /11/. Ist dies erfolgt, gibt der Rechner die erste Wellenlänge frei. Um Einflüsse durch Remanenzeffekte der Kamera zu minimieren, erfolgt zunächst eine Leeraufnahme. Danach wird die eigentliche erste Meßaufnahme ausgelöst. So wird erreicht, daß die „Vorgeschichte“ bei jeder Meßaufnahme annähernd gleich ist. In der Zeit zwischen der ersten und zweiten Aufnahme, die auf drei Sekunden festgelegt ist, wird der Spiegel über den Piezoaktuator in die Stellung „2“ gebracht. Anschließend wird die zweite Meßaufnahme gemacht und der Spiegel danach in Position „3“ gefahren, wo in gleicher Weise die dritte Aufnahme und hernach die vierte Aufnahme gemacht werden. Ist die vierte Aufnahme erfolgt, kehrt der Referenzspiegel in die Position „1“ zurück und es wird währenddessen auf die nächste Meßwellenlänge umgeschaltet. Die Leeraufnahme ist nun nicht mehr nötig, so daß bei der zweiten Wellenlänge direkt mit den Meßaufnahmen begonnen werden kann. Wieder wird der Spiegel in die Positionen „1“ bis „4“ gefahren, während in den Pausen die jeweiligen Meßaufnahmen gemacht werden, um danach in Position „1“ zurückzukehren, und sich für die dritte und letzte Wellenlänge diese Prozedur wiederholt. Zu Beginn, zwischen den Aufnahmen und nach der letzten Aufnahme werden die Klimadaten und die Endmaßtemperatur gemessen, um eventuelle Driften erfassen zu können. Am Ende liegen als Daten zwölf Helligkeitsaufnahmen (Abbildung 3-5) des Endmaßes auf der Anschubplatte sowie vier Datensätze über die Umgebungsbedingungen während des Meßvorgangs vor. Die gesamte Prozedur nimmt etwa 40 Sekunden in Anspruch, wobei der größte Teil von  $12 \cdot 3s = 36s$  auf die Positioniervorgänge des Referenzspiegels entfällt.

## 3.2 Bildauswertung

Die Kalibrierung der Parallelendmaße soll nach wie vor nach der *Methode der koinzidierenden Bruchteile* (vgl. 1.3) erfolgen. Es sind allerdings weitere Auswerteschritte einzuschalten, bevor die benötigten Interferenzbruchteile ermittelt werden können.

Um die Bildanalyse zu erleichtern, wird gleich zu Beginn der Auswertung ein Feld – im Folgenden als Maske bezeichnet – der Größe 128·128 angelegt, in dem Informationen über das korrelierende Bildelement abgelegt werden. In diesem Masken-Feld ist beispielsweise die Informationen enthalten, ob ein Bildelement einem Punkt auf der Endmaßmeßfläche entspricht, zur Anschubplatte gehört etc. Dadurch wird die Analyse bei späteren Fallunterscheidungen (s. u.) erheblich vereinfacht. Zu Beginn wird sämtlichen Elementen der Maske der Wert „0“ zugewiesen.

### 3.2.1 Berechnung der Interferenzbruchteile

Nachdem die zwölf Intensitätsbilder vorliegen, müssen daraus in einem ersten Schritt für jeden Bildpunkt die zugehörigen drei Interferenzbruchteile berechnet werden. Um die auszuwertende Daten-

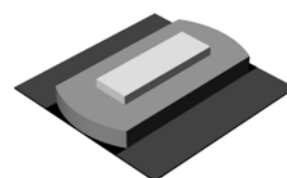


Abbildung 3-3

Verringerung des auszuwertenden Bereichs

Abbildung 3-4

menge zu reduzieren, wird jedoch nicht das gesamte Feld untersucht; da das Endmaß auf jeden Fall quer in der Mitte des Bildfeldes liegen muß, können zwei 30 Pixel breite Streifen ober- und unterhalb des Endmaßes von der weiteren Auswertung ausgeschlossen werden (Abbildung 3-4), weil dort keine für die weitere Verarbeitung benötigte Information enthalten ist. Durch diesen Schritt reduziert sich der Rechenaufwand auf etwa die Hälfte. Alle Bildpunkte, die dem interessierenden Bereich angehören, werden dadurch festgelegt, indem ihr Pendant der Maske den Wert „1“ erhält. Es muß außerdem sichergestellt sein, daß in einem 10 Pixel breiten Streifen am Rand des verbliebenen Bildfeldes kein Teil des Endmaßes hineinragt. Anschließend kann für jeden der verbliebenen 68·128 Bildpunkte unter zu Hilfenahme des Carré-Algorithmus für jede der drei Wellenlängen der zugehörige Interferenzbruchteil (Abbildung 3-5 rechts) berechnet und in jeweils einem Datenfeld abgespeichert werden. Die zwölf Helligkeitsbilder werden für die weitere Auswertung nicht mehr benötigt und können gelöscht werden, um Speicherplatz zu sparen.

Im folgenden soll zur Vereinfachung der Begriff *Phasenbild* eingeführt werden. Damit ist das Datenfeld gemeint, in dem die gefundenen Werte der Interferenzbruchteile einer Wellenlänge abgelegt sind. Künftig werden die Begriffe *Interferenzbruchteil*  $p$  und *(Interferenz-)Phase*  $\varphi = 2 \cdot \pi \cdot p$  vereinfachend

synonym verwendet, soweit aus dem Zusammenhang heraus eine Verwechslung ausgeschlossen ist. In Abbildung 3-5 sind rechts graphische Darstellungen dreier Phasenbilder zu sehen.

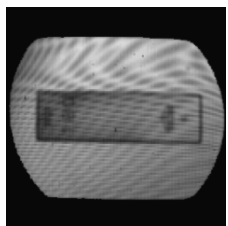
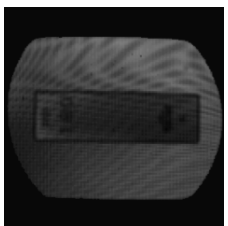
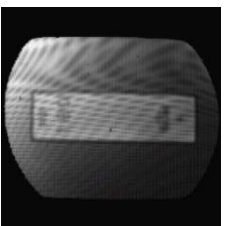
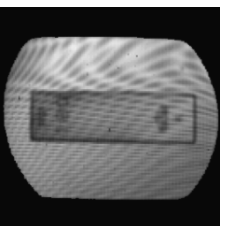
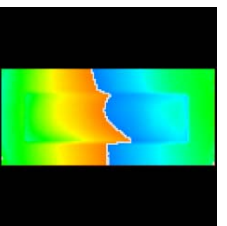
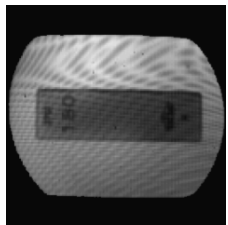
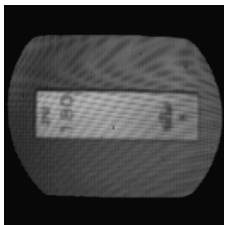
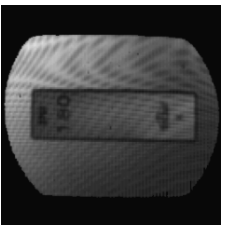
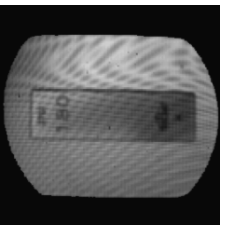
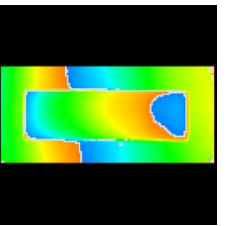
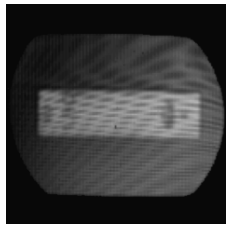
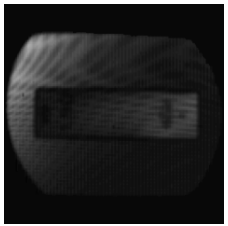
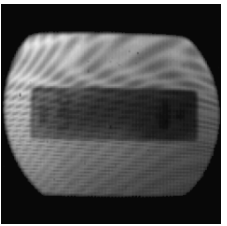
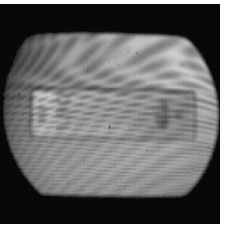
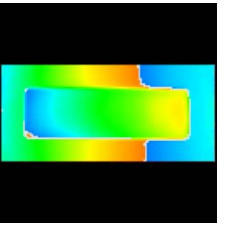
	Aufnahme 1	Aufnahme 2	Aufnahme 3	Aufnahme 4	Phasenbild
$\lambda_1$					
$\lambda_2$					
$\lambda_3$					

Abbildung 3-5: Zwölf Aufnahmen, aus denen drei Datenfelder der Interferenzbruchteile gewonnen wurden

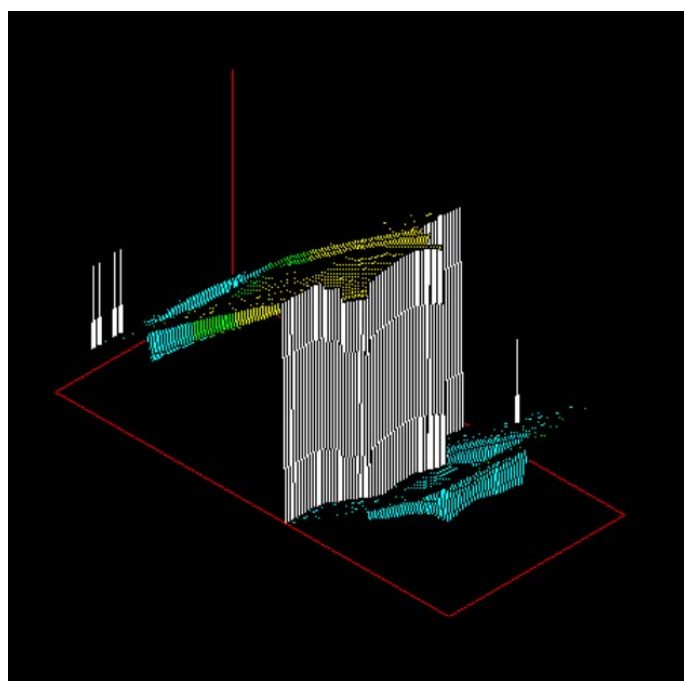


Abbildung 3-6: Zustand eines Phasenbildes direkt nach der Berechnung der Interferenzphase

Sind die drei Phasenbilder gewonnen, müssen in der weiteren Bildauswertung die gewünschten Informationen extrahiert werden. Dazu ist es zunächst notwendig, die einzelnen Phasenbilder einer gründlichen Untersuchung zu unterziehen, bevor das eigentliche Ziel der Bildauswertung erreicht werden kann: Die Bestimmung der Meßgrößen. Die drei Phasenbilder können im Rohzustand (Abbildung 3-6) noch nicht für die Bestimmung der Meßgrößen herangezogen werden, da wesentliche Informationen fehlen, die nicht direkt den Phasenbildern entnommen werden können. Diese Informationen sind

- die genaue Lage des Endmaßes und
- der genaue Bereich, den die Anschlagplatte im Bildfeld einnimmt.

Die drei Phasenbilder sind in aller Regel zusätzlich mit Störungen behaftet, die eine Auswertung in erheblichem Maße behindern können. Somit müssen die Rohdaten zunächst aufbereitet werden, bevor eine Auswertung stattfinden kann.

### 3.2.2 Bildaufbereitung

#### 3.2.2.1 Störungen im Phasenbild

Nur in Ausnahmefällen ist das rechnerisch ermittelte Phasenbild frei von Störungen, so daß eine Bestimmung der interessierenden Größen ohne geeignete Nachbearbeitung des Phasenbildes praktisch unmöglich ist. Eine nähere Betrachtung des unkorrigierten Phasenbildes erlaubt eine Klassifizierung der Arten möglicher Störungen (Abbildung 3-7):

- Meß- bzw. Auswertefehler: Infolge von Meßfehlern kann ein falscher Wert der Phase bestimmt werden. Kennzeichnend für diese Stellen ist, daß sie sich im Phasenwert mehr oder weniger stark von den Werten ihrer umgebenden Nachbapixel unterscheiden.
- $2\pi$ -Sprünge: Wie jeder Algorithmus für die Phasenbestimmung ist auch der verwendete Carré-Algorithmus nur in der Lage, Phasenwerte zwischen 0 und  $2\pi$  zu errechnen [21]. Umfaßt das Interferenzbild jedoch stärkere Modulationen der Interferenzphase, so treten für Werte größer als  $2\pi$  oder kleiner 0 Sprünge auf. Derartige Sprünge können zum einen quer über das gesamte Bildfeld verlaufen und zum anderen lokal begrenzt auftreten. Ursache für die erste Art von Sprüngen ist vorwiegend eine Neigung der Anschubplatte gegenüber dem Referenzspiegel, während Unebenheiten der zu vermessenden Flächen hauptsächlich für die zweite Art von Sprüngen verantwortlich sind. Kennzeichnend für derartige Sprünge ist, daß die Differenz der berechneten Phase zwischen benachbarten Bildpunkten ungefähr  $2\pi$  beträgt.

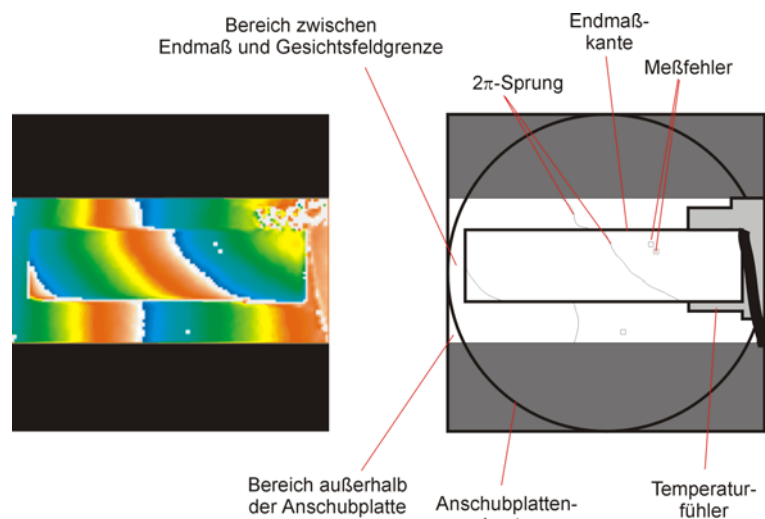


Abbildung 3-7: Links ist ein Phasenbild zu sehen, das noch mit Störungen behaftet ist, die in der Skizze rechts hervorgehoben wurden.

- Anschubplattenkante / Temperaturfühler: Um die Temperatur eines Parallelendmaßes bestimmen zu können, kann ein Temperaturfühler an das Endmaß geklemmt sein [11]. Dieser Fühler belegt einen bestimmten Bereich im Gesichtsfeld. Außerhalb des Bereichs der Anschubplatte und in dem Gebiet, das der an das Endmaß angeklemmte Temperaturfühler einnimmt, ist keine Interferenz

mehr vorhanden. Der Carré-Algorithmus liefert jedoch wegen Kamera-Rauschens und/oder geringfügigen Übersprechens auch dort Werte für eine scheinbare Interferenzphase. Charakteristisch für diese Stellen ist, daß dort die berechneten Phasenwerte für benachbarte Meßpunkte starken Schwankungen unterworfen sind.

All diese Störungsarten müssen durch eine rechnerische Nachbehandlung erfaßt und entsprechend korrigiert werden, so daß sie keinen schädlichen Einfluß auf die Endmaßkalibrierung ausüben können.

### 3.2.2.2 Kritische Bereiche

Neben den tatsächlichen Fehlern bzw. Störungen gibt es im Bildfeld Stellen, die in ihren Eigenschaften den oben beschriebenen Störungen ähnlich, tatsächlich aber keine Fehlauswertungen sind und daher auch nicht fälschlicherweise „korrigiert“ werden dürfen. Zu diesen kritischen Bereichen gehören:

- Beschriftung: Parallelendmaße können auf einer Meßfläche mit eingätzten Kennzeichnungen (z.B. Angabe des Nennmaßes und des Endmaßherstellers) versehen sein /4/. Im Bereich der Beschriftung findet keine Interferenz statt. Da jedoch die Kamerapixel vergleichsweise groß sind, überdeckt ein Pixel nie nur einen geätzten Teil eines Schriftzeichens, sondern immer auch gleichzeitig einen Teil der spiegelnden Endmaßfläche, so daß an diesen Stellen ein abgeschwächtes Intensitätssignal registriert wird. Als Folge davon ist der Interferenzphasenverlauf in diesen Bereichen Schwankungen unterworfen. Bei dünnen Maßen kann die Beschriftung aufgrund gelöster Spannungen – bedingt durch den Ätzzvorgang – im Materialgefüge auf der gegenüberliegenden, unbeschrifteten Meßfläche als Deformation in Erscheinung treten. Diese Deformationen werden als ebenfalls als Schwankungen im Interferenzphasenverlauf registriert.
- Oberflächenfehler/-unebenheiten: Ähnlich wie Beschriftungen können auch Oberflächenfehler bzw. -unebenheiten (z.B. Kratzer) zu Unstetigkeiten im Verlauf der Interferenzphase führen.
- Endmaßkanten: An der Grenze zwischen der Anschubplatte und dem Endmaß tritt ein Sprung in der Interferenzphase auf. Üblicherweise liegen diese Sprungstellen auf einer Geraden im Gesichtsfeld.
- Schmaler Bereich zwischen Endmaß und Gesichtsfeldgrenze: Ein kritischer Bereich zur Beurteilung der ermittelten Phase kann der schmale Bereich zwischen dem Endmaß und der Gesichtsfeldgrenze sein, da es entweder mangels genügender Nachbarfelder oder aber wegen der starken Streuung der Werte an der Grenze Anschubplatte-Endmaß schwer möglich ist, festzustellen, ob die in diesem Bereich ermittelten Phasenwerte korrekt sind.

### 3.2.2.3 Korrektur des Phasenbildes

Bevor Überlegungen zur Vorgehensweise bei der Korrektur des Phasenbildes angestellt werden, ist es sinnvoll, zunächst das auszuwertende Objekt – das System Anschubplatte-Endmaß – zu abstrahieren. Prinzipiell läßt sich das System auf zwei Flächen reduzieren (Abbildung 3-8), wobei die obere Fläche die Meßfläche des Endmaßes und die untere die Oberfläche der Anschubplatte repräsentiert. Die Lage und Orientierung dieser beiden Flächen zueinander ist zunächst zwar nicht bekannt, da es sich jedoch bei der Anschubplatte und beim Endmaß um starre Körper handelt, die fest miteinander verbunden sind, ändern

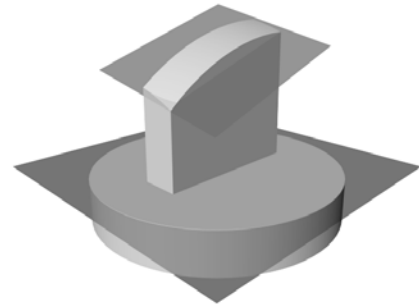


Abbildung 3-8: Ebenen-Modell für die vereinfachte Betrachtung des Systems Endmaß-Anschubplatte

sich während der Messung weder Lage noch Orientierung der beiden Flächen zueinander. Zu beachten ist aber auch, daß diese beiden Flächen im Normalfall nicht ideal eben sein werden, weil sie für reale Körperflächen stehen; in aller Regel weisen sie eine mehr oder weniger ausgeprägte Topographie auf. Wenn ungefähr bekannt wäre, wie stark ausgeprägt die Topographie sein kann, ließe sich dies bei einer eventuellen Korrektur als a priori Information verwenden. In diesem Zusammenhang liefert DIN EN ISO 3650 als Anhaltspunkte folgende Werte: Die Ebenheitstoleranz der Parallelendmaße, die untersucht werden sollen, liegt im Bereich von  $0,05\ \mu\text{m}$  (Toleranzklasse K), die Ebenheitstoleranz für die Anschubplatte ist mit  $0,025\ \mu\text{m}$  angegeben. Wie noch gezeigt werden wird, ist dies von entscheidender Bedeutung für die Funktionsweise des Verfahrens zur Bildauswertung, das in dieser Abhandlung vorgestellt wird.

Für das im Folgenden beschriebene Verfahren zur Bildauswertung ist es eine wesentliche Grundlage, den Bildbereich in vier Teilbereiche aufzuteilen, die zuerst identifiziert und dann gesondert behandelt werden müssen. Es ist zu unterscheiden zwischen

- a) dem Bereich, den die Anschubplatte einnimmt,
- b) dem Bereich, den die Endmaßfläche einnimmt,
- c) den Bildpunkten, die zu den Endmaßkanten gehören, und
- d) den Bereichen, die weder zu a), b) oder c) gehören, z.B. Stellen außerhalb der Anschubplatte.

Diese Unterscheidung wird über die eingangs erwähnte Maske vorgenommen. Die Punkte der Maske können folgende Werte annehmen:

- $\text{Maske}(x,y) = 0$  = der entsprechende Punkt im Phasenbild liegt nicht im auszuwertenden Bereich
- $\text{Maske}(x,y) = 1$  = der entsprechende Punkt im Phasenbild liegt auf der Anschubplatte
- $\text{Maske}(x,y) = 2$  = der entsprechende Punkt im Phasenbild liegt auf der Endmaßkante
- $\text{Maske}(x,y) = 3$  = der entsprechende Punkt im Phasenbild liegt auf dem Endmaß



### 3.2.2.4 Funktionsweise des Korrekturalgorithmus

Zu Beginn der Auswertung haben alle interessierenden Punkte der Maske zunächst den Wert „1“. Außerdem ist es für die Gewinnung der Maßtopographie vollkommen ausreichend, das Phasenbild einer Wellenlänge vollständig zu korrigieren und auszuwerten und die Phasenbilder der anderen beiden Wellenlängen (im folgenden Nebenwellenlängen genannt) nur soweit wie nötig zu korrigieren und für die Auswertung heranzuziehen.

- Finden der Bereiche außerhalb der Anschubplatte: Für gewöhnlich ist die (kreisrunde) Anschubplatte kleiner als das Gesichtsfeld der Kamera. Wie weiter oben erwähnt, werden auch für die Bereiche außerhalb der Anschubplatte Interferenzphasen berechnet, obwohl hier keine Interferenz stattfindet. Ziel des ersten Schrittes muß es sein, diese Bereiche zu lokalisieren, um sie dann von der Auswertung auszuschließen. Zu diesem Zweck läßt sich ausnutzen, daß der Verlauf der Interferenzphase auf dem Gebiet der Anschubplatte einigermaßen stetig, außerhalb aber sehr unstetig ist. Bildet man die Standardabweichung für ein zentrales Pixel und die acht es umgebenden Pixel (im folgenden „lokale Standardabweichung“  $S_{\text{lokal}}$  genannt), und trägt diese Werte in einem Diagramm auf,

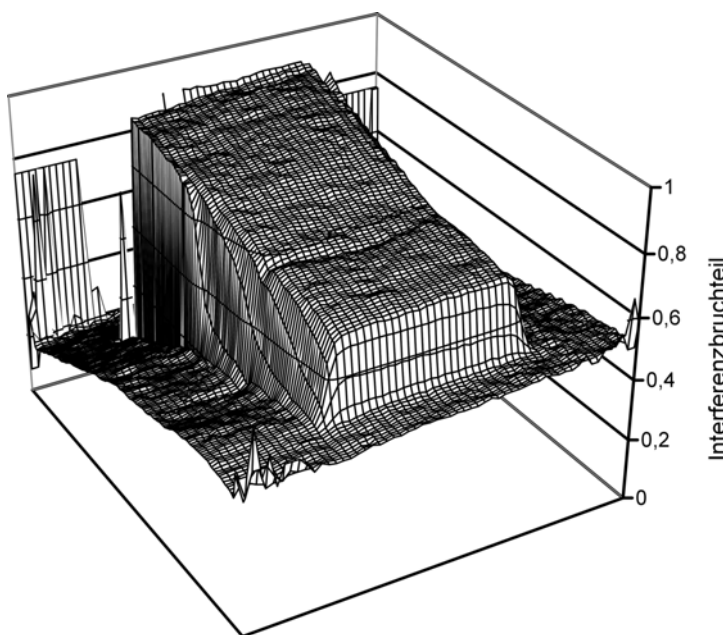


Abbildung 3-9: Phasenbild

erhält man einen Verlauf, wie er in Abbildung 3-10 dargestellt ist (Abbildung 3-9 gibt das zugehörige Phasenbild wieder). Folgende Informationen lassen sich aus Abbildung 3-10 gewinnen: Da benachbarte Punkte auf der Anschubplatte bzw. auf dem Endmaß ungefähr gleiche Phasenwerte aufweisen, werden die lokalen Standardabweichungen dort sehr klein sein. An den Stellen, an denen die Interferenzphase zwischen benachbarten Punkten jedoch starken Schwankungen unterworfen ist (z.B. außerhalb der Anschubplatte), treten für diese Standardabweichungen vergleichsweise große Werte auf. Definiert man nun einen Schwellenwert, unter dem der Wert der lokalen Standardabweichung bleiben muß, hat man ein Ausschlußkriterium, anhand dessen die nutzbaren Bereiche von den unbrauchbaren Bereichen unterschieden werden können.

In der Praxis kommt folgende Vorgehensweise zum Einsatz: für die Bildpunkte werden die lokalen Standardabweichung  $S_{\text{lokal}}(x,y)$  bestimmt nach

$$S_{\text{lokal}}(x, y) = \sqrt{\frac{1}{9} \left[ \sum_{i=x-1, j=y-1}^{x+1, y+1} (p(i, j))^2 - \frac{1}{9} \left( \sum_{i=x-1, j=y-1}^{x+1, y+1} (p(i, j)) \right)^2 \right]}, \quad x \in [1; 126], y \in [31; 96]. \quad \text{Gleichung 3-1}$$

Ausgehend von einer Stichprobe, die aus den Punkten eines 10 Pixel breiten Streifen am Rand des auszuwertenden Bereichs besteht, wird ein Schwellenwert durch Mittelwertbildung definiert. Um Rechenzeit zu sparen, werden nun nicht alle lokalen Standardabweichung mit dem Schwellenwert verglichen; vielmehr werden im einfachsten Fall ausgehend von den Eckpunkten in  $x$ - und  $y$ -Richtung die Punkte gesucht, deren Wert der lokalen Standardabweichung als erste unterhalb des Schwellenwertes liegen.

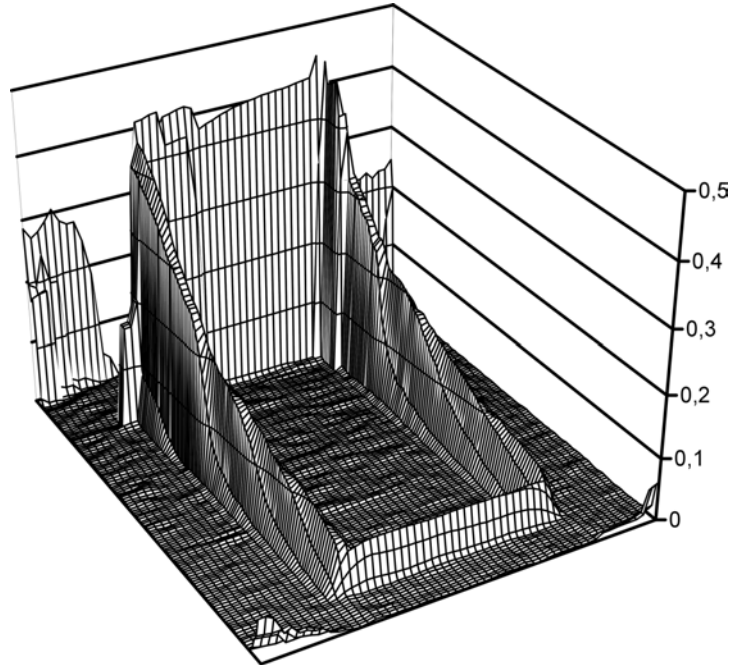


Abbildung 3-10: Verlauf der lokalen Standardabweichung

Da die zu findende Kante der Anschubplatte im weitesten Sinne kreisförmig ist, werden aus den ermittelten Punkten die Kreisparameter Radius und Mittelpunkt für die Kante bestimmt (gerade Kanten rechteckiger Anschubplatten lassen sich durch einen Kreis mit  $r \rightarrow \infty$  darstellen. Rechteckige Anschubplatten werden nur selten verwendet). Anschließend werden alle Bildpunkte außerhalb dieses Kreises von der weiteren Auswertung ausgeschlossen, die zugehörigen Punkte in der Maske erhalten den Wert „0“.

- Fehler der Optik subtrahieren: Die komplexe Optik des Komparators weist Fehler auf, durch die die Meßergebnisse im geforderten Nanometerbereich verfälscht werden können. Fehlerursachen sind u. a. Abweichungen der optischen Oberflächen von der Ebenheit, Brechzahlinhomogenitäten der verwendeten Optikelemente oder auch Abbildungsfehler. Es ist jedoch möglich, den optischen Fehler zu bestimmen und abzuspeichern, so daß er bei nachfolgenden Messungen rechnerisch subtrahiert werden kann.

Um den optischen Fehler zu bestimmen, wird ein so genanntes Ebenheitsnormal – eine fast ideal ebene optische Fläche, deren Abweichung von der Ebenheit bei unter 10 nm liegt – als Meßobjekt in den Komparator gelegt und bis zu 100 mal interferometrisch im Licht des roten He-Ne-Lasers ( $\lambda_H = 633 \text{ nm}$ ) vermessen. Die Ergebnisse dieser Messungen werden abgespeichert. Zwischen den Aufnahmen wird das Ebenheitsnormal so bewegt, daß alle Aufnahmen unterschiedliche Ansichten des

Ebenheitsnormals zeigen. Anschließend wird aus diesen Aufnahmen durch Mittelung der optische Fehler bestimmt und als Phasenbild  $\varphi_{\text{Fehler}}(x,y)$  abgespeichert

(Abbildung 3-11). Bei den späteren Messungen wird dieses Fehler-Phasenbild von den

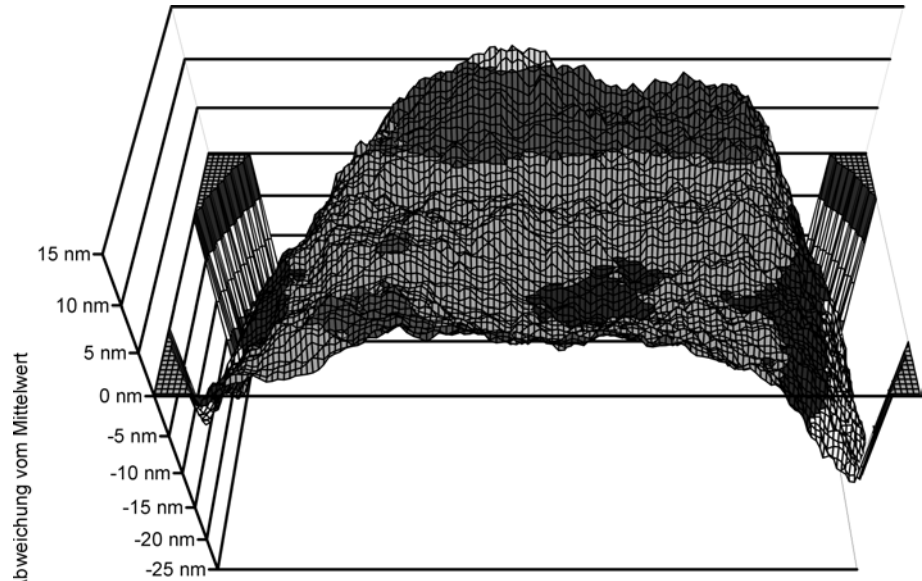


Abbildung 3-11: Fehler der Optik im Gesichtsfeld des Komparators

drei Phasenbildern subtrahiert. Da das Fehler-Phasenbild bei  $\lambda_H = 633 \text{ nm}$  gewonnen wurde, die Phasenbilder jedoch bei  $\lambda_1 = 632,8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 543 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 780 \text{ nm}$ , muß das Wellenlängenverhältnis bei der Subtraktion berücksichtigt werden:

$$\Delta\varphi_i(x,y) = \varphi_i(x,y) - \varphi_{\text{Fehler}}(x,y) \cdot \frac{\lambda_H}{\lambda_i}, \quad i = 1,2,3$$

Bis auf einen Restfehler des Ebenheitsnormals lassen sich so die Fehler der Komparatoroptik kompensieren.

2 $\pi$ -Sprünge im Bereich der Anschubplatte beseitigen: Neben dem primären Ziel der Bestimmung des Mittenmaßes soll außerdem die Topographie von Anschubplatte und Endmaß bestimmt werden, da beispielsweise daraus Meßwerte für die Abweichung von der Ebenheit gewonnen werden können. Eventuell vorhandene 2 $\pi$ -Sprünge verfälschen jedoch diese Meßwerte und müssen beseitigt werden. Es ist dabei völlig ausreichend, die 2 $\pi$ -Sprünge für eins der drei Phasenbilder zu ermitteln und rechnerisch zu eliminieren. Ein übliches Verfahren zur Bereinigung des Bildes von 2 $\pi$ -Sprüngen ist der Vergleich des zu untersuchenden Pixels mit den benachbarten Bildpunkten [21][24]. Treten dabei zwischen zwei benachbarten Punkten Differenzen in der Größenordnung von  $n \cdot 2\pi$  – wobei  $n$  eine ganze Zahl ist – auf, kann durch geeignetes Hinzufügen oder Subtrahieren von  $n \cdot 2\pi$  ein solcher Sprung beseitigt werden. Der große Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch der damit verbundene hohe Rechenaufwand. So sind im vorliegenden Fall etwa 9000 Bildpunkte (68·128 Kamerapixel) zu untersuchen, was allein bei einem Vergleich mit den acht direkten Nachbarpunkten rund 70000 zusätzlichen Rechenoperationen entspricht. In der Praxis hat sich gezeigt, daß sich 2 $\pi$ -Sprünge auch über mehrere Pixel erstrecken können (d. h. nicht die Differenz der Phasenwerte zweier benachbarter Pixel beträgt 2 $\pi$ , sondern z. B. zwischen einem Pixel und seinem übernächsten Nachbarpixel), wodurch zusätzliche Be-

rechnungen nötig werden. Dadurch kann die Anzahl der Rechenoperationen für eine vollständige Bereinigung des Bildes von  $2\pi$ -Sprüngen leicht einige  $10^6$  betragen. Deswegen wurde nach einem Verfahren gesucht, das mit erheblich weniger Rechenschritten das Ziel erreicht.

Weil bei der oben skizzierten Vorgehensweise es das Auffinden der  $2\pi$ -Sprünge ist, was den Rechenaufwand in die Höhe treibt, muß ein Algorithmus entwickelt werden, der in der Lage ist, die Sprünge zu beseitigen, ohne dabei ihren Ort im Bildfeld kennen zu müssen. Grundvoraussetzung für den unten beschriebenen Algorithmus ist die Eigenschaft von Endmaß als auch Anschubplatte, ebener als maximal  $0,05\text{ }\mu\text{m}$  oder  $50\text{ nm}$  zu sein. Für die interferentielle Auswertung bedeutet dies, daß es prinzipiell möglich ist, aufgrund der Unebenheit der zu untersuchenden Flächen Phasenwerte zu erhalten, die im Intervall  $[0;\pi]$  liegen. Ein Phasenwert von  $\pi$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 543\text{ nm}$  – der kürzesten verwendeten Wellenlänge – entspricht beispielsweise einer Längendifferenz von  $\lambda/4 = 135,75\text{ nm}$ . Somit ist das Auftreten von  $2\pi$ -Sprüngen im vorliegenden Fall ausschließlich auf die Orientierung der Anschubplatte/des Endmaßes zum Referenzspiegel zurückzuführen.

Die Lage des Endmaßes im Bildfeld ist zunächst nur ungenau bekannt; daher wird als erstes der Bereich des Bildes, den die Anschubplatte einnimmt, von  $2\pi$ -Sprüngen befreit. Ausgenutzt wird dafür der 10 Pixel breite Streifen am Rand des auszuwertenden Bereichs, in den das Endmaß bei der Aufnahme nicht hineinragen durfte. Zur Erläuterung des Verfahrens wird zwischen zwei Fällen ist zu unterscheiden:

- a) Es ist höchstens ein  $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld.
- b) Es sind mehr als ein  $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld.

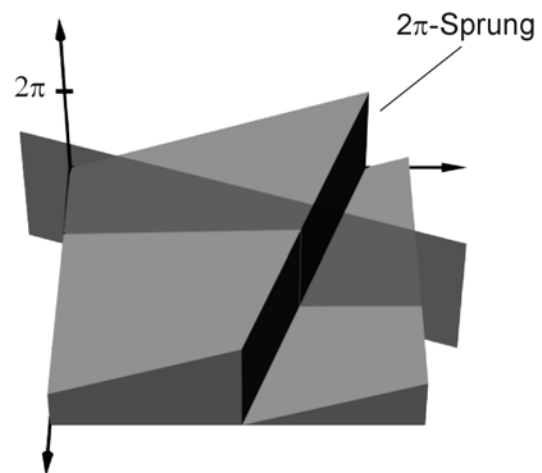


Abbildung 3-12: Schnitt entlang des Gradienten durch ein Phasenbild

#### **Fall a): Es ist höchstens ein $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld**

Wenn maximal ein  $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld ist, ist die Neigung der Anschubplatte kleiner als  $0,5$  Interferenzstreifen. Im diesem Fall werden sämtliche  $2\pi$ -Sprünge im Bereich der Anschubplatte in fünf Bearbeitungsschritten beseitigt:

- Schritt 1: Es wird in dem 10 Pixel breiten Streifen am Rand des Bildbereichs nach dem kleinsten Wert der Interferenzphase  $\varphi_{min}$  gesucht. Ist ein  $2\pi$ -Sprung vorhanden, wird der Wert von  $\varphi_{min}$  nahe bei 0 liegen.
- Schritt 2:  $\varphi_{min}$  wird von allen Phasenwerten – auch denen im Bereich des Endmaßes – subtrahiert.
- Schritt 3: Anschließend wird zu jedem Phasenwert  $\pi$  addiert.

Schritt 4: Von allen Werten, die nun größer als  $2\pi$  sind, wird  $2\pi$  abgezogen.

Schritt 5: Zu allen Werten wird  $\varphi_{\min}$  wieder hinzugefügt und  $\pi$  subtrahiert.

Anhand einiger Beispiele soll die Wirkungsweise dieses Vorgehens zur Beseitigung des  $2\pi$ -Sprungs verdeutlicht werden. Mathematisch läßt sich die Wirkungsweise zeigen, indem man einen Schnitt in Richtung des Gradienten des Phasenbildes betrachtet (Abbildung 3-12).

#### Beispiel 1: An der Stelle $X_{sp}$ ist ein $2\pi$ -Sprung vorhanden

Mathematisch läßt sich die Funktionsweise dieses Verfahrens zeigen, indem man einen Schnitt in Richtung des Gradienten des Phasenbildes betrachtet (Abbildung 3-12). Dieser Schnitt läßt sich stückweise mit einer Geradengleichung der Form  $f(x) = m \cdot x + b$  beschreiben (Abbildung 3-13, Abbildung 3-14 oben links). Ferner wird angenommen, daß die Neigung  $m$  positiv und kleiner  $\pi/(X_{\max} - X_{\min})$  ist ( $m = 0$  eingeschlossen):

$$m = \frac{dy}{dx} < \frac{\pi}{X_{\max} - X_{\min}}, x \in [X_{\min}; X_{\max}].$$

Zur Vereinfachung soll  $X_{\min} = 0$  gelten. Ist an der Stelle  $x = X_{sp}$  ein  $2\pi$ -Sprung vorhanden, läßt sich der Schnitt durch zwei Funktionen vollständig beschreiben. Im Intervall I ( $0 \leq x \leq X_{sp}$ ) ist dies für das vorliegende Beispiel

$$f_I(x) = m \cdot (x - X_{sp}) + 2\pi$$

und im Intervall II ( $X_{sp} \leq x \leq X_{\max}$ )

$$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{sp}).$$

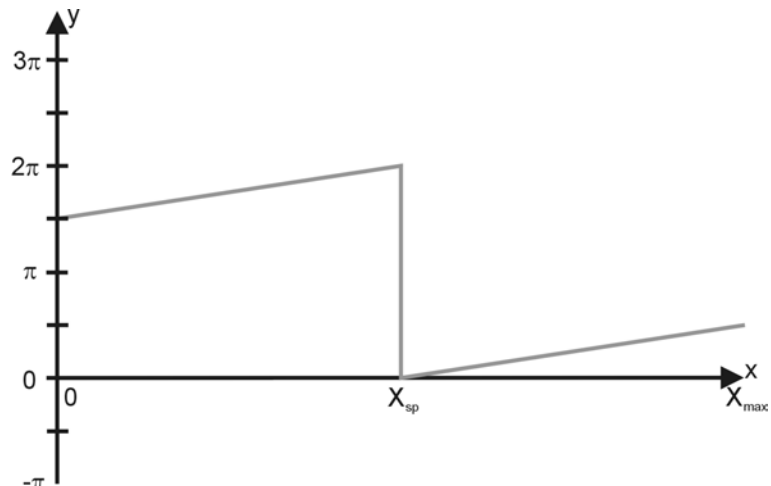


Abbildung 3-13: Verlauf des Schnitts entlang des Gradienten

Schritt Nr.	Intervall I ( $0 \leq x \leq X_{sp}$ ):	Intervall II ( $X_{sp} \leq x \leq X_{\max}$ ):
1:	Es wird der kleinste Wert $\varphi_{\min}$ gesucht. Positive $m$ vorausgesetzt, ist $f_{II}(X_{sp})$ der kleinste Wert.	$f_{II}(X_{sp}) = \varphi_{\min} \approx 0$
2:	$\varphi_{\min}$ wird von allen Phasenwerten subtrahiert. $f_I(x) = m \cdot (x - X_{sp}) + 2\pi - \varphi_{\min}$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{sp}) - \varphi_{\min}$
3:	Innerhalb beider Intervalle sind beide Funktionen stetig. Durch Hinzuzählen von $\pi$ (Abbildung 3-14 o. r.) erhält man $f_I(x) = m \cdot (x - X_{sp}) + 3\pi - \varphi_{\min}$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{sp}) + \pi - \varphi_{\min}$

Schritt Nr.	Intervall I ( $0 \leq x \leq X_{Sp}$ ):	Intervall II ( $X_{Sp} \leq x \leq X_{max}$ ):
	mit $X_{Sp} \in [0; X_{max}]$ und $m \in \left[0; \frac{\pi}{X_{max}}\right)$ folgt	
	$f_I(x) \in (2\pi; 3\pi] \Rightarrow$ alle größer $2\pi$	$f_{II}(x) \in [0; 2\pi) \Rightarrow$ alle kleiner $2\pi$
4:	Von allen $f_I(x)$ muß $2\pi$ abgezogen werden (Abbildung 3-14 u. l.) $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + 3\pi - 2\pi - \varphi_{min}$	Alle $f_{II}(x)$ bleiben unverändert (Abbildung 3-14 u. l.) $f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + \pi - \varphi_{min}$
5:	Im letzten Schritt wird $\pi$ subtrahiert und der kleinste Wert $\varphi_{min}$ wieder hinzugefügt. Man erhält für die Intervalle die Zusammenhänge (Abbildung 3-14 u. r.): $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + 3\pi - 2\pi - \pi - \varphi_{min} + \varphi_{min}$ $\Rightarrow f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp})$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + \pi - \pi - \varphi_{min} + \varphi_{min}$ $\Rightarrow f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp})$

Der Sprung ist beseitigt, die neuen Phasenwerte liegen im Bereich  $[-\pi; \pi]$ .

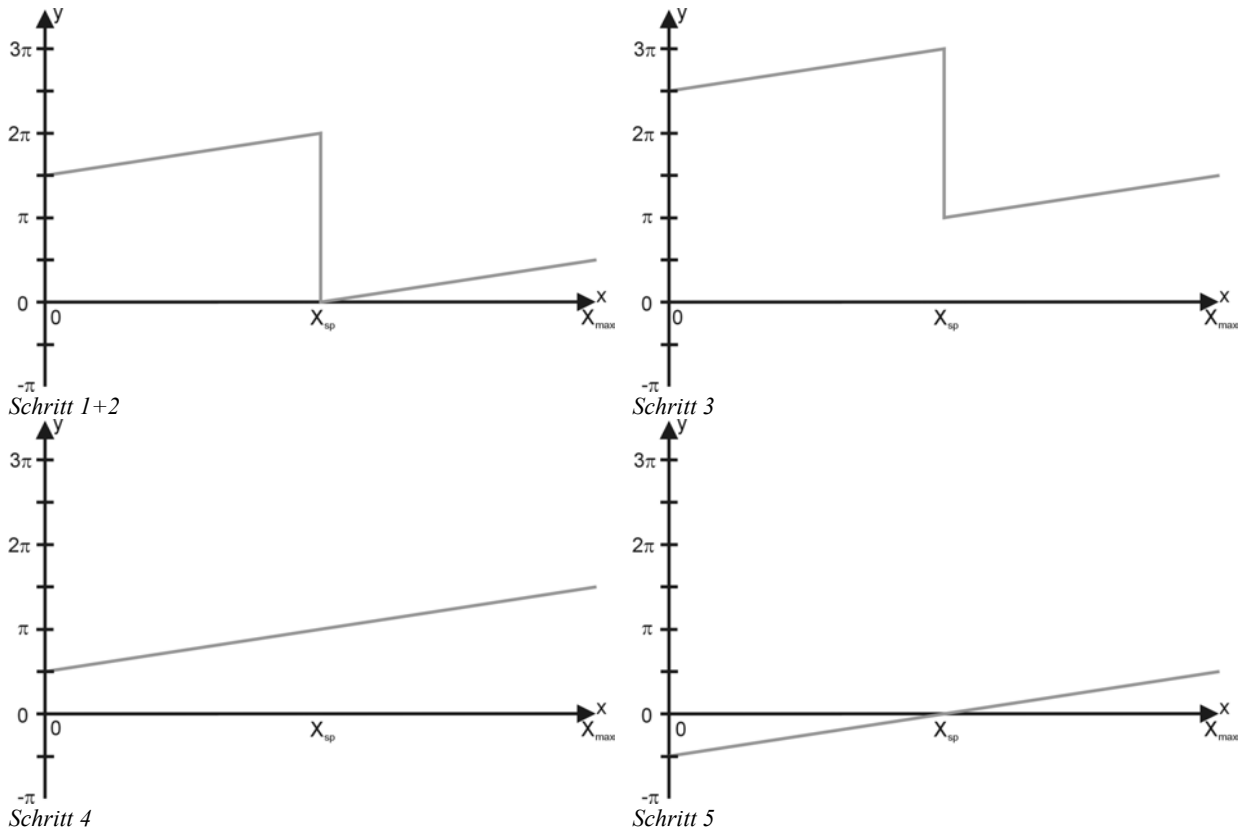


Abbildung 3-14: Darstellung der Wirkungsweise des Verfahrens zur Beseitigung eines  $2\pi$ -Sprungs

Für negative  $m$  ist diese Vorgehensweise ebenfalls zulässig: Auch hier läßt sich der Schnitt stückweise mit einer Geradengleichung der Form  $f(x) = m \cdot x + b$  beschreiben; die Neigung  $m$  ist größer  $-\pi/(X_{max}-X_{min})$ :

$$m = \frac{dy}{dx} > -\frac{\pi}{X_{max} - X_{min}}, x \in [X_{min}; X_{max}]$$

Wiederum soll zur Vereinfachung  $X_{min} = 0$  gelten. Ist an der Stelle  $x = X_{Sp}$  ein  $2\pi$ -Sprung vorhanden, läßt sich dieser Schnitt durch folgende zwei Funktionen vollständig beschreiben:

$$f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}); \quad (0 \leq x \leq X_{Sp})$$

$$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + 2\pi; \quad (X_{Sp} \leq x \leq X_{max})$$

Schritt Nr.	Intervall I ( $0 \leq x \leq X_{Sp}$ ):	Intervall II ( $X_{Sp} \leq x \leq X_{max}$ ):
1:	Es wird der kleinste Wert $\varphi_{min}$ gesucht. Negative $m$ vorausgesetzt, ist $f_I(X_{Sp})$ der kleinste Wert. $f_I(X_{Sp}) = \varphi_{min} \approx 0$	
2:	$\varphi_{min}$ wird von allen Phasenwerten subtrahiert. $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min}$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) + 2\pi - \varphi_{min}$
3:	Innerhalb beider Intervalle sind beide Funktionen stetig. Durch Hinzuzählen von $\pi$ erhält man $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + \pi$ mit $X_{Sp} \in [0; X_{max}]$ und $m \in \left[-\frac{\pi}{X_{max}}; 0\right]$ folgt $f_I(x) \in [0; 2\pi] \Rightarrow \text{alle kleiner } 2\pi$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + 3\pi$ $f_{II}(x) \in (2\pi; 3\pi] \Rightarrow \text{alle größer } 2\pi$
4:	Alle $f_I(x)$ bleiben unverändert $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + \pi$	Von allen $f_{II}(x)$ muß $2\pi$ abgezogen werden $f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + 3\pi - 2\pi$
5:	Im letzten Schritt wird $\pi$ subtrahiert und der kleinste Wert $\varphi_{min}$ wieder hinzugefügt. Man erhält für die Intervalle die Zusammenhänge: $f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + \pi - \pi + \varphi_{min}$ $\Rightarrow f_I(x) = m \cdot (x - X_{Sp})$	$f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp}) - \varphi_{min} + \pi - \pi + \varphi_{min}$ $\Rightarrow f_{II}(x) = m \cdot (x - X_{Sp})$

Die Sprung ist auch für negative  $m$  beseitigt, die neuen Phasenwerte nehmen wiederum Werte aus dem Intervall  $[-\pi; \pi]$  an.

### Beispiel 2: Es ist kein $2\pi$ -Sprung vorhanden

Ist kein  $2\pi$ -Sprung vorhanden, darf durch das Verfahren zur Beseitigung des  $2\pi$ -Sprungs das Phasenbild keine Veränderung erfahren. Um dies zu überprüfen, wird auch hier ein Schnitt in Richtung des Gradienten des Phasenbildes betrachtet. Dieser Schnitt läßt sich mit einer Geradengleichung der Form  $f(x) = m \cdot x + b$  beschreiben (Abbildung 3-15 oben links). Ferner wird angenommen, daß die Neigung  $m$  positiv und kleiner  $\pi/(X_{max}-X_{min})$  ist ( $m = 0$  eingeschlossen):

$$m = \frac{dy}{dx} < \frac{\pi}{X_{max} - X_{min}}, \quad x \in [X_{min}; X_{max}].$$

Zur Vereinfachung soll wiederum  $X_{min} = 0$  gelten. Damit läßt sich dieser Schnitt durch folgende Funktion vollständig beschreiben:

$$f(x) = m \cdot x + \frac{\pi}{2}; \quad (0 \leq x \leq X_{max})$$

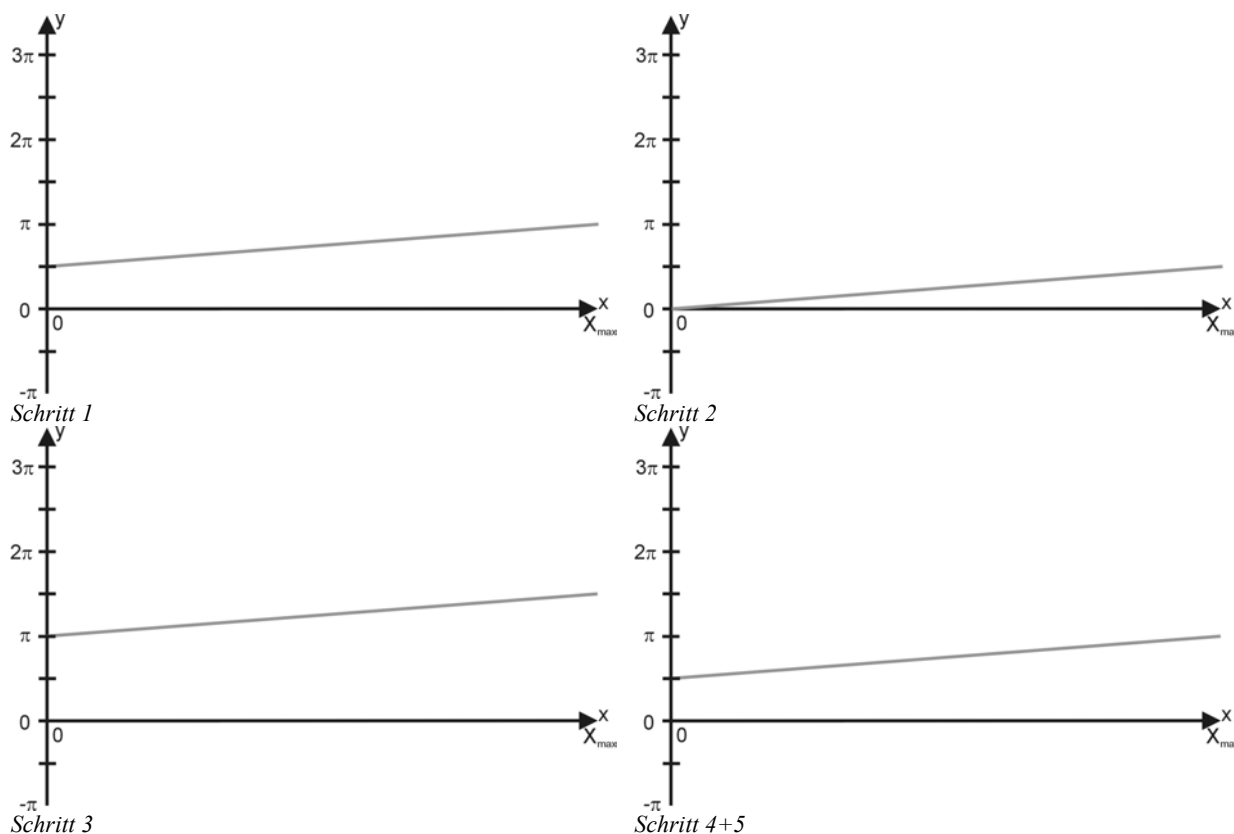


Abbildung 3-15: Darstellung der Wirkungsweise des Verfahrens zur Beseitigung eines  $2\pi$ -Sprungs wenn kein Sprung vorhanden ist

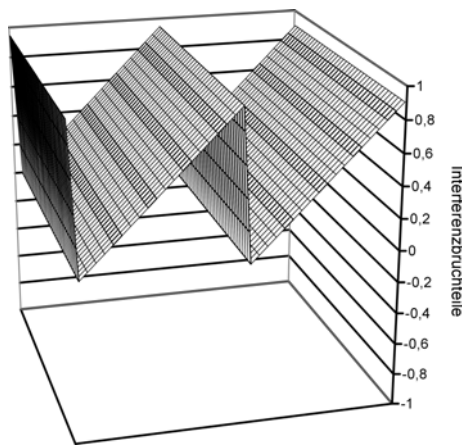
Schritt Nr.	Intervall ( $0 \leq x \leq X_{\max}$ ):
1:	Es wird der kleinste Wert $\varphi_{\min}$ gesucht. Im Beispiel aus Abbildung 3-15 ist dies $f_1(0)$ . $f(0) = \frac{\pi}{2} = \varphi_{\min}$
2:	$\varphi_{\min}$ wird von allen Phasenwerten subtrahiert. $f(x) = m \cdot x + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}$
3:	Durch Hinzuzählen von $\pi$ (Abbildung 3-15 o. r.) erhält man $f(x) = m \cdot x + \pi$ mit $x \in [0; X_{\max}]$ und $m \in \left[0; \frac{\pi}{X_{\max}}\right)$ folgt $f(x) \in [0; 2\pi) \Rightarrow \text{alle kleiner } 2\pi$
4:	Alle $f(x)$ bleiben unverändert (Abbildung 3-15 u. l.) $f(x) = m \cdot x + \pi$
5:	Im letzten Schritt wird $\pi$ subtrahiert und der kleinste Wert $\varphi_{\min}$ wieder hinzugefügt. Man erhält wieder den ursprünglichen Zusammenhang (Abbildung 3-15 u. r.): $f(x) = m \cdot x + \pi - \pi + \frac{\pi}{2}$ $\Rightarrow f(x) = m \cdot x + \frac{\pi}{2}$

Es hat keine Veränderung stattgefunden.

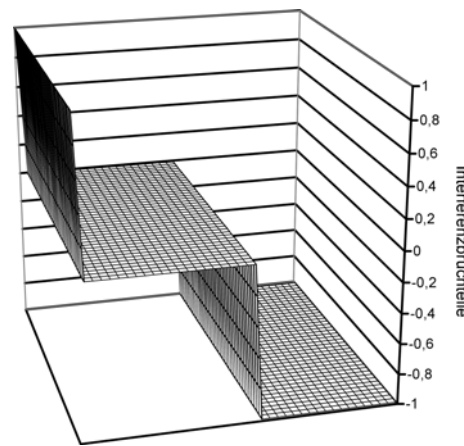


Der Vorteil dieser Vorgehensweise zur Beseitigung von  $2\pi$ -Sprüngen ist die hohe Geschwindigkeit, mit der die Sprünge beseitigt werden. Dieses Verfahren bleibt auch gültig, wenn die Funktion  $f(x)$  nicht streng linear, sondern auch geringfügig gekrümmt ist. Denn im Grunde genommen werden mit diesem Verfahren lediglich die Funktionswerte in das Intervall  $[-\pi, +\pi]$  gebracht. Voraussetzung für die erfolgreiche Beseitigung des Sprungs ist, daß die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Wert der Interferenzphase maximal  $\pi$  betragen darf. Ein  $2\pi$ -Sprung tritt auf, wenn sich die Werte der Interferenzphase um  $2\pi$  bewegen. Liegen beispielsweise die tatsächlichen Phasenwerte für eine glatte Funktion im Intervall  $[1,5\pi; 2,5\pi]$ , beträgt die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Wert der Interferenzphase  $\pi$ . Der Carré-Algorithmus liefert aber Phasenwerte im Bereich  $[0; 2\pi]$ . Er würde für das eben genannte Beispiel den Teil der Phasenwerte im Bereich  $(2\pi; 2,5\pi]$  um  $2\pi$  reduziert darstellen, diese Phasenwerte also in den Bereich  $(0; 0,5\pi]$  verschieben. Mit dem vorgestellten Verfahren werden nun bestimmte Phasenwerte gezielt um  $2\pi$  verschoben, so daß wieder ein kontinuierlicher Verlauf der Interferenzphase erzielt wird – unabhängig von der Funktion, mit der sich der Phasenverlauf beschreiben läßt. Nachteilig ist, daß dieses Verfahren bei mehr als einem  $2\pi$ -Sprung versagt.

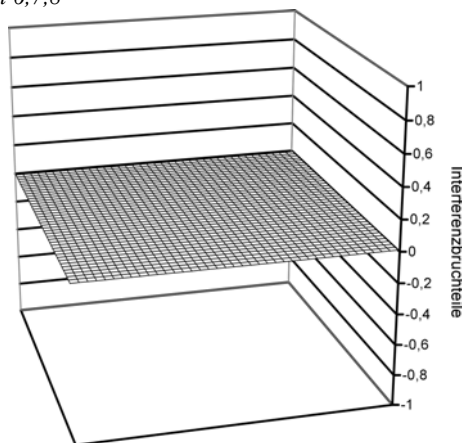
**Fall b): Es ist mehr als ein  $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld**



Schritt 6,7,8



Schritt 9



Schritt 10+11

Abbildung 3-16: Darstellung der Wirkungsweise des erweiterten Verfahrens zur Beseitigung von mehr als einem  $2\pi$ -Sprung

Ist die Neigung der Anschubplatte größer als oder gleich 0,5 Interferenzstreifen, so sind wahrscheinlich mehr als ein  $2\pi$ -Sprung im auszuwertenden Bereich zu finden (Abbildung 3-16, links oben). Ist mehr als ein  $2\pi$ -Sprung vorhanden, sind zusätzliche Schritte zu den unter a) genannten nötig. Die Ursache für die Sprünge in der berechneten Interferenzphase ist die Neigung des Objektes. Diese Neigung läßt sich rechnerisch beseitigen, wozu sich folgende Vorgehensweise eignet, die hier beispielhaft anhand eines einfachen Modells (Abbildung 3-16) erläutert wird:

Schritt 6: Im Bildfeld werden einige 10·15 Pixel große Probeflächen bestimmt (dick umrandete Rechtecke in Abbildung 3-17). Sollte sich ein  $2\pi$ -Sprung auf einer Probefläche befinden, wird er nach dem unter a) genannten Verfahren für diese Probefläche beseitigt. Aufgrund der ge-

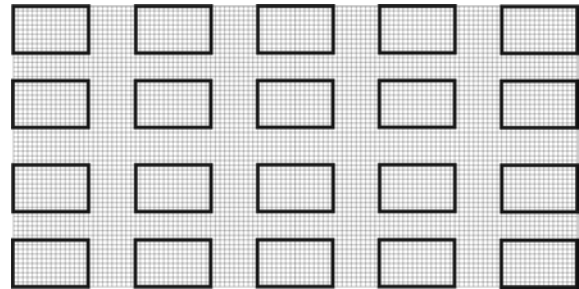


Abbildung 3-17: Lage der Probeflächen für das Modell

ringen Größe der Probefläche ist nicht mit mehr als einem  $2\pi$ -Sprung zu rechnen, sofern der Komparator auf weniger als 10 Streifen eingestellt ist.

Schritt 7: Für jede dieser Flächen wird für eine Wellenlänge rechnerisch nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Ausgleichsebene der Form  $F_i(z) = a_i \cdot x + b_i \cdot y + c_i$  ermittelt (vgl. Anhang A – Subtraktion von Ausgleichsebenen).

Schritt 8: Aus den  $a_i$  und den  $b_i$  werden durch Mittelwertbildung die Parameter  $A$  und  $B$  bestimmt.

Schritt 9: Vom Phasenbild wird eine Ausgleichsebene der Form  $F(z) = A \cdot x + B \cdot y$  subtrahiert – dies schließt alle Punkte im Bildbereich ein. Dadurch wird der Gradient im Gesichtsfeld zu 0 (Abbildung 3-16, rechts oben). Von den Phasenbildern der anderen Wellenlängen müssen Ausgleichsebenen der Form  $F_N(z) = (A \cdot x + B \cdot y) \cdot \lambda_H / \lambda_N$  subtrahiert werden, da anders als unter a) die Werte der Interferenzphase durch die Rechenoperationen verändert werden. Der Bruch  $\lambda_H / \lambda_N$  ist das Wellenlängenverhältnis von Hauptwellenlänge zu entsprechender Nebenwellenlänge.

Schritt 10: Sämtliche Phasenwerte werden durch geeignetes Addieren bzw. Subtrahieren von  $n \cdot 2\pi$  in das Intervall  $[0; 2\pi]$  gebracht, wobei  $n$  eine ganze Zahl ist.

Schritt 11: Abschließend werden die unter „Fall a): Es ist höchstens ein  $2\pi$ -Sprung im Gesichtsfeld“ beschriebenen 5 Schritte zur Beseitigung eines einzelnen  $2\pi$ -Sprungs abermals ausgeführt. Infolge der im vorhergehenden Schritt 10 durchgeführten Rechenoperationen kann sich noch ein  $2\pi$ -Sprung im Phasenbild befinden, der durch diese Prozedur entfernt wird. Die durchgeführte Kompensation der Ebenenneigung wird nicht wieder rückgängig gemacht.

Nach diesen Operationen sind in dem einfachen Modellbeispiel keine  $2\pi$ -Sprünge mehr vorhanden.

Für ein reales Objekt bestehend aus Anschubplatte und Endmaß werden die eben genannten Schritte in ähnlicher Weise ausgeführt: als erstes soll der Bereich der Anschubplatte von  $2\pi$ -Sprüngen befreit werden. Deswegen dürfen die Probeflächen, die zur Bestimmung der Parameter  $A$  und  $B$  herangezogen werden, nicht beliebig im Gesichtsfeld verteilt sein. Es muß sichergestellt sein, daß die Probeflächen sich im Bereich der Anschubplatte befinden. Aus diesem Grund werden nur 10·15 Pixel große Probeflächen bestimmt, die auf dem 10 Pixel breiten Rand liegen (Abbildung 3-18). Die weitere Vorgehensweise ändert sich nicht: sollte sich ein  $2\pi$ -Sprung auf einer Probefläche befinden, wird er wie unter Fall a) beschrieben beseitigt, bevor für jede dieser Flächen eine Ausgleichsebene der Form  $F_i(z) = a_i \cdot x + b_i \cdot y + c_i$  bei der Hauptwellenlänge ermittelt wird. Auch hier lassen sich aus den  $a_i$  und  $b_i$  durch Mittelwertbildung die Parameter  $A$  und  $B$  bestimmen, wobei die einzelnen  $a_i$  bzw.  $b_i$  bedingt durch die Topographie der Anschubplatte (vgl. Abbildung 3-6) nicht mehr zwangsläufig denselben Wert aufweisen werden. Vom Phasenbild der Hauptwellenlänge wird eine Ausgleichsebene der Form  $F(z) = A \cdot x + B \cdot y$  abgezogen, von den Phasenbildern der Nebenwellenlängen werden Ausgleichsebenen der Form  $F_N(z) = (A \cdot x + B \cdot y) \cdot \lambda_H / \lambda_N$  subtrahiert, da die Werte der Interferenzphase durch die Rechenoperationen verändert werden. Dadurch wird der Gradient im Gesichtsfeld zu (beinahe) 0. Durch geeignetes Addieren bzw. Subtrahieren von  $n \cdot 2\pi$  werden sämtliche Phasenwerte in das Intervall  $[0; 2\pi]$  gebracht, wobei  $n$  eine ganze Zahl ist, um abschließend die unter „Fall a)“ beschriebenen 5 Schritte zur Beseitigung eines einzelnen  $2\pi$ -Sprungs auszuführen. Dadurch, daß sämtliche Phasenwerte in das Intervall  $[0; 2\pi]$  gebracht worden sind, kann sich noch ein  $2\pi$ -Sprung im Phasenbild befinden, der durch diese Bearbeitungsroutine entfernt wird. Die durchgeführte Ebenenneigung wird nicht wieder rückgängig gemacht. Wichtig ist, daß diese Operationen auf alle Punkte im Gesichtsfeld angewendet werden (was den Bereich des Endmaßes einschließt), um den festen Bezug zwischen den Werten der Interferenzphase im Bereich der Anschubplatte und dem Bereich des Endmaßes nicht zu zerstören.

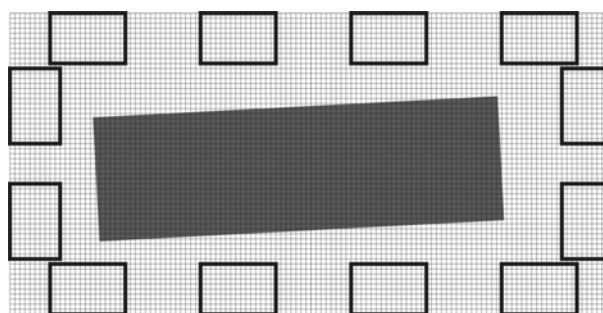


Abbildung 3-18: Tatsächliche Lage der Probeflächen.

Der Bereich der Anschubplatte ist nach diesen Operationen frei von  $2\pi$ -Sprüngen. Der Bereich, den das Endmaß einnimmt, kann hingegen weiterhin  $2\pi$ -Sprünge aufweisen, die – wie weiter unten gezeigt wird – gesondert behandelt werden müssen. In seltenen Fällen kann es vorkommen, daß die Streifenkorrektur fehlschlägt. Weisen einige der 10·15 Pixel große Probeflächen mehr als einen  $2\pi$ -Sprung auf – z. B. aufgrund einer ausgeprägten Topographie –, schlägt die Bestimmung des mittleren Gradienten fehl und eine Korrektur der  $2\pi$ -Sprünge nach dem oben beschriebenen Verfahren ist so nicht möglich.

Tritt ein solcher Fall ein, wird die Korrektur der  $2\pi$ -Sprünge bei einer der beiden anderen Wellenlängen vorgenommen. Schlägt die Korrektur der  $2\pi$ -Sprünge bei allen drei Wellenlängen fehl, wird eine Fehlermeldung ausgegeben und es ist zu überprüfen, ob die Anschubplatte den in der DIN EN ISO 3650 genannten Forderungen hinsichtlich der Ebenheit genügt.

- Bestimmung der Endmaßposition: Nachdem der Bereich der Anschubplatte von  $2\pi$ -Sprüngen befreit worden ist, wird als nächstes die Position des Endmaß im Gesichtsfeld gesucht. Die dafür nötige Prozedur zur Objekterkennung kann recht einfach ausfallen, da die Geometrie des Endmaßes (Rechteck) bekannt ist. Ähnlich wie beim Auffinden der Bereiche außerhalb der Anschubplatte werden die lokalen Standardabweichungen hierfür herangezogen. Auf sieben Spalten

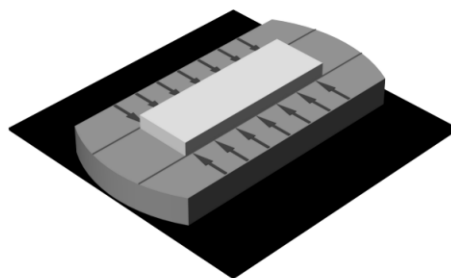


Abbildung 3-19: Suchen der langen Endmaßkanten von außen

parallel zur  $y$ -Achse wird jeweils von oben bzw. von unten kommend nach Unstetigkeiten im Verlauf der lokalen Standardabweichung gesucht (Pfeile in Abbildung 3-19). Die Punkte, bei denen die lokale Standardabweichung zum ersten Mal den gesetzten Grenzwert überschreitet, werden in den betreffenden Spalten als letzte Punkte auf der Anschubplatte angesehen, die nachfolgenden Punkte gelten als erste Punkte auf der Endmaßkante. Als Grenzwert wird der doppelte Mittelwert aller lokalen Standardabweichungen genommen.

Im nächsten Schritt werden zwei Geraden durch die Punkte, die sich auf den so gefundenen Endmaßkanten befinden, gelegt. Entlang einer weiteren Geraden, die parallel in der Mitte zwischen den gefundenen Endmaßkanten verläuft (nicht parallel zur  $x$ -Achse), werden von links bzw. von rechts kommend Unstetigkeiten im Verlauf der lokalen Standardabweichung gesucht (Pfeile in Abbildung 3-20). Auch hier wird der Punkt, bei dem die lokale Standardabweichung zum ersten Mal den gesetzten Grenzwert überschreitet, auf dieser Geraden als letzter Punkt auf der Anschubplatte angesehen, der nachfolgende Punkt gilt zunächst einmal als erster Punkt auf der Endmaßkante. Durch diese Punkte, die auf den schmalen Kanten des Endmaßes liegen, werden ebenfalls zwei Geraden gelegt, die senkrecht zu den langen Endmaßkanten sind. Zwischen diesen vier Geraden befindet sich das Endmaß. Da die Meßflächen an den Kanten abgerundet sind bzw. Fasen auf-

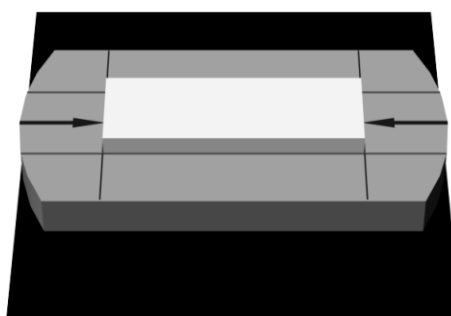


Abbildung 3-20: Suchen der kurzen Endmaßkanten von außen

weitung zum ersten Mal den gesetzten Grenzwert überschreitet, auf dieser Geraden als letzter Punkt auf der Anschubplatte angesehen, der nachfolgende Punkt gilt zunächst einmal als erster Punkt auf der Endmaßkante. Durch diese Punkte, die auf den schmalen Kanten des Endmaßes liegen, werden ebenfalls zwei Geraden gelegt, die senkrecht zu den langen Endmaßkanten sind. Zwischen diesen vier Geraden befindet sich das Endmaß. Da die Meßflächen an den Kanten abgerundet sind bzw. Fasen auf-

weisen, ist der Kantenbereich von der Auswertung auszuschließen. Zu diesem Zweck wird außerhalb entlang der gefundenen Kanten jeweils ein zwei Pixel breiter Streifen in der Maske als Kante ( $Maske(x,y) = 2$ ) gekennzeichnet und von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. Bei Maßen von über 15 mm Länge ist eventuell noch ein an das Maß angeklebter Thermofühler zu identifizieren. Auch hier dient die lokale Standardabweichung als Maß; da der Fühler auf seiner Oberseite kein Licht reflektiert, findet dort keine Interferenz statt. Wie schon angedeutet, liefert der Carré-Algorithmus wegen Kamera-Rauschens und geringfügigen Übersprechens an diesen Stellen trotzdem Werte für die Interferenzphase, die dort zwischen benachbarten Pixeln stark unterschiedliche Werte annimmt. Ist der Verlauf der Interferenzphase starken Schwankungen unterworfen, nimmt die lokale Standardabweichung vergleichsweise große Werte an. Alle Pixel, an denen dies der Fall ist, werden von der weiteren Auswertung ausgeschlossen ( $Maske(x,y) = 0$ ). Mit dieser Operation werden auch eventuell vorhandene Meßfehler von der weiteren Auswertung ausgeschlossen.

- Beseitigung der Anschlagplattenneigung: In den meisten Fällen weist das Phasenbild noch eine geringfügige Neigung auf. Diese Neigung kann rechnerisch eliminiert werden, indem für den gesamten Bereich der Anschlagplatte eine Ausgleichsebene in bekannter Weise nach der Methode der kleinsten Quadrate errechnet wird. Anschließend wird diese Ebene vom gesamten Phasenbild subtrahiert, also auch vom Bereich, den das Endmaß einnimmt. Es ist erforderlich, den Bereich des Endmaßes mit einzuschließen, da sonst der feste Bezug zwischen den Interferenzbruchteilen im Bereich des Endmaßes und dem Bereich der Anschlagplatte verlorengehe. Die Ebene, die durch die  $x$ - und die  $y$ -Achse aufgespannt wird, bildet das „Null“-Niveau für die Bestimmung von Ebenheitsabweichungen der Anschlagplatte. Von den Phasenbildern der anderen Wellenlängen müssen Ausgleichsebenen der Form  $F_N(z) = (A \cdot x + B \cdot y) \cdot \lambda_H / \lambda_N$  subtrahiert werden, um das Verhältnis der drei Interferenzbruchteile für einen Bildpunkt konstant zu halten.

- Beseitigen der  $2\pi$ -Sprünge im Bereich des Endmaßes: Mit den bisherigen Operationen wurde der Bereich der Anschlagplatte von  $2\pi$ -Sprüngen befreit. Auf dem Endmaß können sich allerdings noch  $2\pi$ -Sprünge befinden. Diese lassen sich jedoch auf ähnliche Art und Weise wie die Sprünge auf der Anschlagplatte beseitigen:

Schritt 1: Auf dem Endmaß werden zehn  $10 \cdot 10$  Pixel große Probestellen bestimmt. Eventuelle  $2\pi$ -Sprünge werden in bekannter Weise entfernt.

Schritt 2: Für jede dieser Flächen wird nach dem bekannten Verfahren bei einer Wellenlänge rechnerisch nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Ausgleichsebene der Form  $F_i(z) = a_i \cdot x + b_i \cdot y + c_i$  ermittelt. Falls Pixel dieser Flächen nicht auf dem Endmaß liegen sollten, fließen sie nicht mit in die Berechnung der Ausgleichsebene ein.

Schritt 3: Aus den  $a_i$  und den  $b_i$  werden durch Mittelwertbildung die Parameter  $A$  und  $B$  bestimmt.

- Schritt 4: Nur von den Pixeln im Phasenbild, die das Endmaß repräsentieren, wird eine Ausgleichsebene der Form  $F(z) = A \cdot x + B \cdot y$  subtrahiert. Für die Nebenwellenlängen werden von diesen Pixeln Ausgleichsebenen der Form  $F_N(z) = (A \cdot x + B \cdot y) \cdot \lambda_H / \lambda_N$  subtrahiert, wobei der Bruch wiederum das Wellenlängenverhältnis von Hauptwellenlänge zu entsprechender Nebenwellenlänge widerspiegelt.
- Schritt 5: Diese Phasenwerte werden durch geeignetes Addieren bzw. Subtrahieren von  $n \cdot 2\pi$  in das Intervall  $[0; 2\pi]$  gebracht, wobei auch hier  $n$  eine ganze Zahl ist.
- Schritt 6: Unter den Pixeln auf dem Endmaß wird nach dem kleinsten Wert der Interferenzphase gesucht. Dieser Wert wird von den Interferenzphasen im Bereich des Endmaßes subtrahiert.
- Schritt 7: Anschließend wird zu jedem dieser Phasenwerte  $\pi$  addiert.
- Schritt 8: Von allen Werten, die nun größer als  $2\pi$  sind, wird  $2\pi$  abgezogen.
- Schritt 9: Zu allen Werten wird der unter 6 gefundene kleinste Wert wieder hinzugefügt und  $\pi$  subtrahiert.
- Schritt 10: Abschließend muß die unter 4 durchgeführte Subtraktion der Ausgleichsebenen wieder rückgängig gemacht werden, da sonst die Orientierung bezogen zur Anschubplatte verfälscht wird.

Nach diesen Operationen ist das gesamte Phasenbild frei von Unstetigkeiten (Abbildung 3-21).

- Kontrolle der Endmaßkanten: Die letzte Aktion zur Korrektur des Phasenbildes ist eine abschließende Überprüfung der Endmaßkanten. Zwar wurde schon beim Auffinden des Endmaßes ein Bereich als Kante markiert, doch es können immer noch Pixel der Meßfläche zugeordnet sein, die tatsächlich aber auf der Endmaßkante liegen. Auf ähnliche Art wie beim eigentlichen Auffinden des Endmaßes wird auf

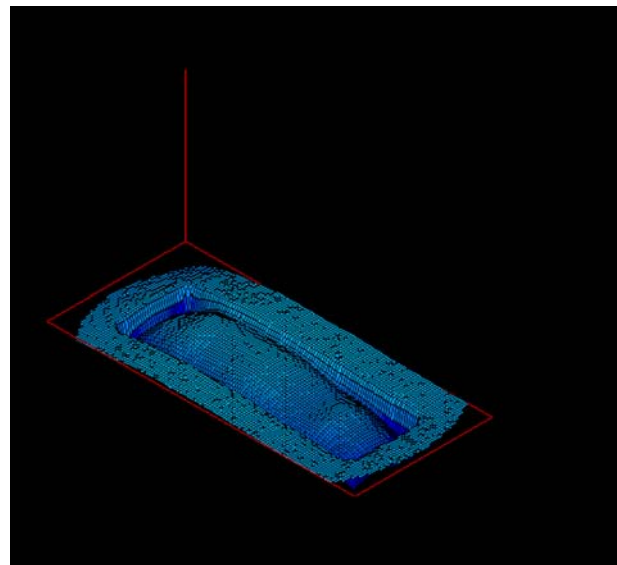


Abbildung 3-21: Anordnung der Phasenwerte aus Abbildung 3-6 nachdem die Operationen zur Beseitigung der  $2\pi$ -Sprünge angewandt wurden.

sieben Spalten parallel zur  $y$ -Achse von oben und von unten bzw. auf einer Zeile parallel zur  $x$ -Achse von links und rechts kommend der Verlauf der lokalen Standardabweichung untersucht (Abbildung 3-22 und Abbildung 3-23). Im Unterschied zum Aufspüren des Endmaßes werden auf diesen Suchbahnen nicht die Punkte gesucht, bei denen die lokale Standardabweichung einen Schwellenwert überschreitet, sondern es werden die Punkte gesucht, die zum einen auf der Endmaßmeßfläche liegen ( $Maske(x,y) = 3$ ) und bei denen zum anderen die lokale Standardabweichung den vorgegebenen

Schwellenwert erstmalig unterschreitet. Im weiteren Verlauf werden auch hier vier Geraden durch diese Punkte gelegt, die die innere Begrenzung der Endmaßmeßfläche beschreiben. Alle Bildpunkte, die außerhalb dieser Begrenzung liegen und nicht zur Anschubplatte gehören, werden als Kante interpretiert ( $Maske(x,y) = 2$ ).

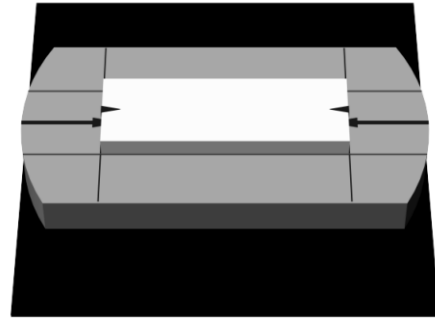
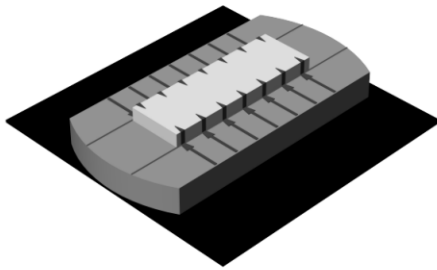


Abbildung 3-22: Bestimmung der Lage der langen, inneren Endmaßkanten

Abbildung 3-23: Bestimmung der Lage der kurzen, inneren Endmaßkanten

Anmerkung: Die Vorgehensweise zur Kantenfindung kann versagen, wenn die Interferenzphase zwischen Endmaß und Anschubplatte zwischen  $(n+0,95) \cdot 2\pi$  und  $((n+1)+0,05) \cdot 2\pi$  liegt. In diesem Fall lassen sich über die lokale Standardabweichung die Kanten nicht oder nur schwer finden. Daher wird die bei einer anderen Wellenlänge nach dem Endmaß gesucht.

### 3.2.3 Auswertung

Nachdem die drei Phasenbilder entsprechend vorbereitet sind, können die interessierenden Meßgrößen ermittelt werden.

#### 3.2.3.1 Bestimmung der unkorrigierten Meßwerte

- Bestimmung des Mittenmaßes:

Die wichtigste Größe, die es bei den Parallelendmaßen zu bestimmen gilt, ist das Mittenmaß. Für diesen Zweck muß zunächst der Ort „C“ des Mittenmaßes im Phasenbild festgestellt werden, um dafür die Phasenbruchteile bei jeder der drei verwendeten Wellenlängen zu ermitteln. DIN EN ISO 3650 beschreibt den Ort des Mittenmaßes

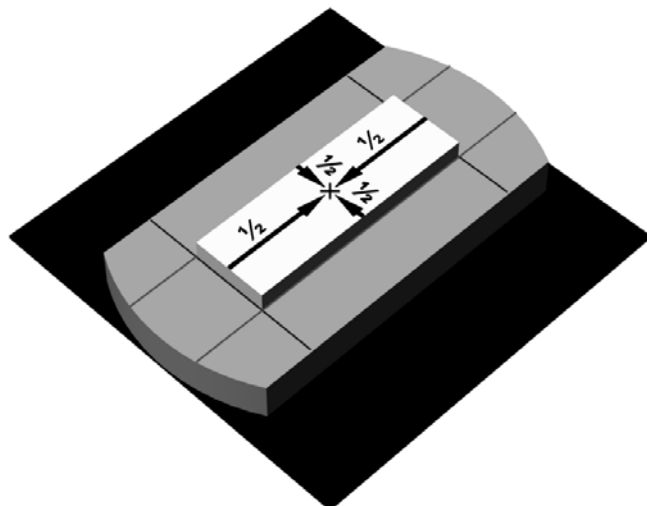


Abbildung 3-24: Bestimmung des Ortes des Mittenmaßes

als „Mitte der freien Meßfläche“. Diesen zu finden, ist nicht weiter schwierig, da die genaue Lage des Maßes im Gesichtsfeld genauso wie seine Geometrie bekannt sind, liegt „C“ im Schnittpunkt der Symmetrieachsen der Endmaßfläche (Abbildung 3-24). Der Phasenwert für den Bereich des Endmaßes an dieser Stelle ist bekannt. Was fehlt, ist der Phasenwert für den Ort „C“ senkrecht unterhalb „C“ auf der Anschubplatte. Da er für diesen Ort nicht direkt gewonnen werden kann, muß er durch Mittelwertbildung der Phasenwerte der Hilfspunkte „P<sub>1</sub>“ und „P<sub>2</sub>“, die gleich weit von „C“ entfernt sind und auf der Anschubplatte so nah wie möglich am Endmaß liegen, bestimmt werden (Abbildung 3-25). Die Differenz der Phasenwerte von „C“ und „C“ liefert den gesuchten Bruchteil der Interferenzphase für das Mittenmaß bei der verwendeten Wellenlänge.

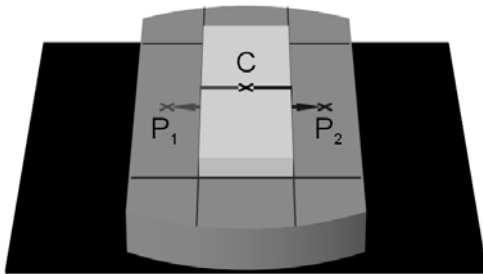


Abbildung 3-25: Festlegung der Referenzpunkte

Die absolute Größe des Mittenmaßes wird durch die in Kapitel 1 vorgestellte *Methode der koinzidierenden Bruchteile* bestimmt. Dazu muß zusätzlich bei den zwei Hilfswellenlängen der Bruchteil der Interferenzphase für das Mittenmaß ermittelt werden. Es ist jedoch nicht nötig, für diese Wellenlängen eine vollständige Bildauswertung durchzuführen; es reicht vollkommen aus, die Phasenwerte für die Orte „P<sub>1</sub>“, „P<sub>2</sub>“ und „C“ zu bestimmen, deren Lage im Gesichtsfeld

nun bekannt ist. Um Unsicherheiten bei der Messung zu verringern, werden außerdem die Phasenwerte der jeweils acht Bildpunkte, die diese drei Punkte umgeben, erfaßt und durch Mittelung die letztendlich verwendeten Werte für die Interferenzphasen festgelegt. Eventuelle  $2\pi$ -Sprünge innerhalb der  $3 \cdot 3$ -Pixel großen Flächenelemente bzw. zwischen den Punkten „P<sub>1</sub>“ und „P<sub>2</sub>“ werden durch eine Kontrollrechnung erfaßt und nötigenfalls beseitigt.

- Weitere Meßgrößen: DIN EN ISO 3650 nennt neben dem Mittenmaß weitere Größen, die nun bestimmt werden können, da die Information über die Interferenzphase eines jeden Punktes im Gesichtsfeld vorliegt:

1. Die Ebenheitsabweichung  $f_d$ ,
2. die Abweichungsspanne  $v$  sowie
3. die Länge  $l$  eines Parallelendmaßes an beliebiger Stelle.



1. Ebenheitsabweichung  $f_d$ : Die Abweichung  $f_d$  von der Ebenheit liefert einen Anhaltspunkt, wie stark die Topographie der Meßfläche ausgeprägt ist. Die Abweichung von der Ebenheit ist definiert als der kleinste Abstand zweier paralleler Ebenen, zwischen denen alle Punkte der Meßfläche liegen (Abbildung 3-26). Dieser – theoretische – Wert läßt sich allerdings in der Praxis so nicht bestimmen. Ein angenäherter Wert für  $f_d$  läßt sich gewinnen, indem für die Endmaßmeßfläche eine Ausgleichsebene in bekannter Weise ermittelt und diese anschließend abgezogen wird. Von der so erhaltenen Menge sucht man den größten und den kleinsten Wert heraus; die Differenz dieser beiden Werte ergibt die Ebenheitsabweichung  $f_d$ .

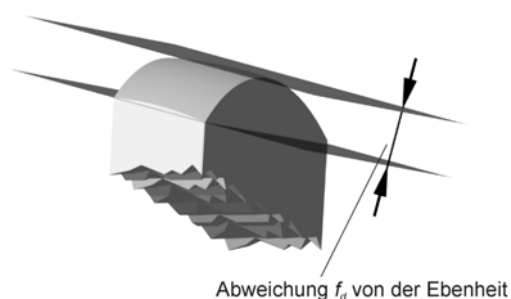


Abbildung 3-26: Definition der Abweichung von der Ebenheit

2. Abweichungsspanne  $v$ : Die Abweichungsspanne  $v$  (Abbildung 3-27) ist die Differenz der größten Länge  $l_{max}$  und der kleinsten Länge  $l_{min}$ . Sie ist gleich der Summe der oberen Abweichung  $f_o$  und der unteren Abweichung  $f_u$  vom Mittenmaß  $l_c$ . Bei der praktischen Bestimmung muß der Einfluß der Anschubplatte einfließen, denn die Anschubplatte wird in aller Regel nicht ideal eben sein. Ähnlich wie bei der Bestimmung des Mittenmaßes wird für jeden Punkt „P“ auf der Endmaßfläche ein Referenzpunkt „P“ auf der Anschubplatte über zwei Hilfspunkte neben dem Endmaß durch Interpolation bestimmt. Da das Mittenmaß absolut bekannt ist, muß nicht für jedes  $l$  über die Koinzidenzmethode die Länge bestimmt werden. Es reicht aus, jeweils die Phasendifferenz zwischen „C“ und „P“ sowie zwischen „C“ und „P“ zu bilden und danach mit der zugehörigen Wellenlänge zu multiplizieren, wobei „C“ und „C“ auch hier die Orte des Mittenmaßes bzw. des zugehörigen Referenzpunktes auf der Anschubplatte sind. Die so erhaltenen Werte sind je nach Vorzeichen zum Mittenmaß zu addieren bzw. zu subtrahieren und man erhält für jeden Punkt des Endmaßes ein zugehöriges  $l$ . Durch eine einfache Vergleichsoperation erhält man  $l_{max}$  und  $l_{min}$ .

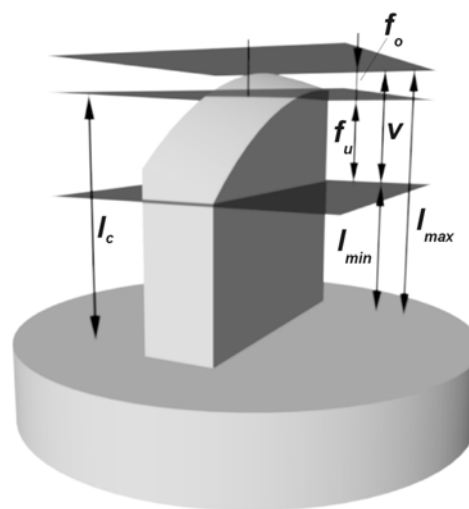


Abbildung 3-27: Abweichungsspanne und davon abhängige Größen eines Endmaßes

### 3. Länge $l$ eines Parallelendmaßes an beliebiger Stelle:

Sicherlich ist es möglich, für jeden Punkt des Endmaßes die zugehörige Länge  $l$  anzugeben. Wesentlich aussagekräftiger ist aber die graphische Darstellung der Topographie der Endmaßoberfläche, die dem Meßpersonal umgehend einen Eindruck über den Zustand der Meßfläche vermittelt (Abbildung 3-28).

#### 3.2.3.2 Korrekturen

Die Länge eines Endmaßes hängt von äußeren Bedingungen in unterschiedlichem Ausmaß ab. Um Meßergebnisse vergleichen oder anwenden zu können, müssen Referenzbedingungen festgelegt werden. Prinzipiell soll unter diesen Bedingungen gemessen werden. Können sie in der Praxis nicht eingehalten werden oder wird absichtlich von ihnen abgewichen, dann sind die gewonnenen Meßwerte Korrekturen zu unterziehen. DIN EN ISO 3650 schreibt vor, bei interferentiellen Messungen u.a.

- den Einfluß der Abweichung der Temperatur des Parallelendmaßes von 20 °C,
- den Einfluß der Temperatur, des Luftdruckes und der Luftfeuchtigkeit auf die Lichtwellenlänge,
- den Einfluß des Anschubs bei unterschiedlichen Werkstoffen von Parallelendmaß und Anschubplatte auf die Länge des Parallelendmaßes,
- den Einfluß von Oberflächenbeschaffenheit und optischen Phasensprüngen auf die Reflexion der Lichtwelle,
- den Einfluß der Apertur des Interferometers (Blendengröße und Brennweite) auf die Lage der Interferenzstreifen, sowie
- den Einfluß der Kompression des Parallelendmaßes über 100 mm Nennmaß, falls in vertikaler Lage gemessen wurde,

über entsprechende Korrekturen zu erfassen.

Temperatur des Endmaßes: Die Länge eines Endmaßes wird für die Bezugstemperatur von 20 °C angegeben /45/. An einem Meßergebnis, das für eine andere Temperatur des Maßes gewonnen wurde, ist eine Korrektur anzubringen, um die Länge bei 20 °C angeben zu können. Über die Beziehung

$$l_t = l_{20^\circ\text{C}} \cdot (1 + \alpha \cdot t)$$

Gleichung 3-2

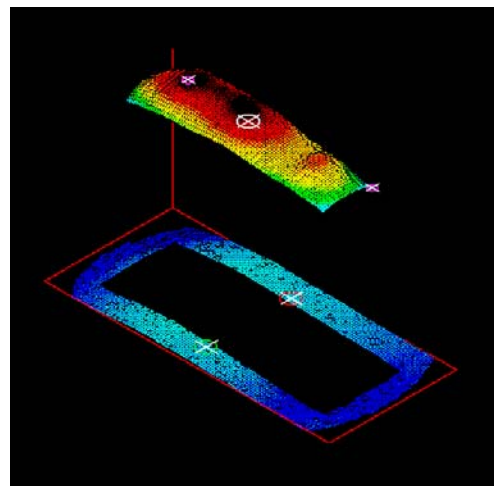


Abbildung 3-28: Isometrische Darstellung einer Endmaßtopographie. Der Bereich der Endmaßmeßfläche wurde der besseren Übersicht wegen von der Anschubplatte getrennt. Die Kreise mit den Kreuzen markieren die Orte des Mittenmaßes (weiß), der beiden Referenzpunkte (grün und rot) sowie  $l_{\max}$  und  $l_{\min}$  (magenta)

lassen sich Endmaßlängen bei von 20 °C abweichenden Temperaturen ermitteln, wobei  $\alpha$  für den linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten steht. Da die Temperatur des Endmaßes während der Messung erfaßt wurde, wird vom Programm automatisch diese Korrektur berücksichtigt.

Druck, Temperatur, Feuchtigkeit und CO<sub>2</sub>-Gehalt der Luft: Die Kalibrierung der Parallelendmaße im Komparator erfolgt durch Lichtwellen, für die der Wert der Vakuumwellenlänge bekannt ist. Findet die Messung nicht im Vakuum sondern in Luft statt, muß der Einfluß der Umgebungsluft auf die Wellenlänge berücksichtigt werden, was über die Brechzahl der Luft geschieht [25][26][46]. Die Brechzahl  $n$  eines beliebigen Mediums gibt das Verhältnis von Vakuumwellenlänge zur Wellenlänge im Medium wieder (Gleichung 3-3).

$$n = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad \text{Gleichung 3-3}$$

Nach [25] läßt sich die Luftbrechzahl für trockene Luft bei Normalbedingungen (Luftdruck  $p_N = 100000$  Pa, Temperatur  $t_N = 20,0$  °C, CO<sub>2</sub>-Gehalt  $x_N = 0,04\%$ ) über

$$(n-1)_N \cdot 10^8 = 8091,37 + \frac{2333983}{\left(130 - \left(\sigma / \mu\text{m}^{-1}\right)^2\right)} + \frac{15518}{\left(38,9 - \left(\sigma / \mu\text{m}^{-1}\right)^2\right)} \quad \text{Gleichung 3-4}$$

bestimmen.  $\sigma$  ist darin die zur jeweiligen Wellenlänge  $\lambda_0$  gehörende Wellenzahl ( $\sigma = 2\pi/\lambda_0$ ).

Ein von den Normalbedingungen abweichender CO<sub>2</sub>-Gehalt wird berücksichtigt durch

$$(n-1)_x = (n-1)_N + 0,5327 \cdot (n-1)_N \cdot (x - 0,0004), \quad \text{Gleichung 3-5}$$

die Umrechnung auf andere Temperaturen und Drücke erfolgt durch

$$(n-1)_{tp} = \frac{(p/\text{Pa}) \cdot (n-1)_x}{93214,60} \cdot \frac{(1 + 10^{-8} \cdot (0,5953 - 0,009876 \cdot t/^\circ\text{C}) \cdot p/\text{Pa})}{(1 + 0,0036610 \cdot t/^\circ\text{C})} \quad \text{Gleichung 3-6}$$

und die Berücksichtigung der Feuchte schließlich in folgender Form vorgenommen:

$$n_{tpf} - n_{tp} = -(f/\text{Pa}) \cdot \left(3,8020 - 0,0384 \cdot \left(\sigma / \mu\text{m}^{-1}\right)^2\right) \cdot 10^{-10} \quad \text{Gleichung 3-7}$$

Diese Formeln sind im Programm niedergelegt, so daß mittels der gemessenen Werte der Zustandsbedingungen die aktuellen Wellenlängen in Luft bestimmt und für die Auswertung verwendet werden können.

Einfluß der Reflexionsflächen (Phasensprünge, Rauigkeit): Bei der Antastung von Endmaßoberflächen durch Lichtreflexion im Interferenzkomparator treten zwei Effekte überlagert auf: ein *Phasensprung* des Lichtes bei der Reflexion an den Oberflächen von Endmaß und Anschubplatte und ein *Eindringen* des Lichtes an geometrisch rauhen Oberflächen. Der Phasensprung ist eine Materialeigenschaft, während das Eindringen von der geometrischen Oberflächenbeschaffenheit (Rauigkeit) abhängt.

Bei der Reflexion einer Lichtwelle an der Grenzfläche zu einem optisch dichteren Medium tritt immer eine Phasendifferenz (Phasensprung) zwischen einfallender und reflektierter Welle auf. Wird die Lichtwelle von einem dielektrischen Medium reflektiert, beträgt der Phasensprung zwischen einfallender und reflektierter Welle  $\pi$  bzw.  $180^\circ$ . Wenn aber die Lichtwelle von einer metallischen Oberfläche reflektiert wird, beträgt der Phasensprung zwischen einfallender und reflektierter Welle nicht mehr  $\pi$  bzw.  $180^\circ$ , sondern ist beispielsweise für Stahl etwa  $\frac{5}{6}\pi$  bzw.  $150^\circ$ . Werden bei der Endmaßkalibrierung für Endmaß und Anschlagplatte unterschiedliche Materialien ausgewählt, so führen die unterschiedlichen Phasensprünge zu verschiedenen Gangunterschieden zwischen einfallender und reflektierter Welle an der Endmaßmeßfläche sowie zwischen einfallender und reflektierter Welle an der freien Fläche der Anschlagplatte. Die Differenz der beiden Gangunterschiede ist der Betrag, um den die Länge des Endmaßes als Folge der unterschiedlichen Phasensprünge falsch bestimmt wird.

Der Phasensprung der Anschlagplatte bzw. des Endmaßes kann mit Hilfe der optischen Konstanten  $n$  und  $k$  des jeweiligen Materials berechnet werden /35/, die zugrunde liegenden Messungen zur Ermittlung von  $n$  und  $k$  sind jedoch aufwendig. Von der Bestimmung der Phasensprünge kann abgesehen werden, wenn für die interferentielle Messung eine Anschlagplatte aus dem gleichen Material wie das Endmaß besteht. In diesem Fall heben sich die Einflüsse der Phasensprünge (fast) vollständig gegenseitig auf; DIN EN ISO 3650 fordert für die Definition der Endmaßlänge solche Materialkombinationen. Kommen trotzdem bei der Endmaßkalibrierung unterschiedliche Materialien für Endmaß und Anschlagplatte zum Einsatz, läßt sich zu Beginn der Messung vom Meßpersonal ein Korrekturwert eingeben, über den der Einfluß der unterschiedlichen Phasensprünge auf das Meßergebnis berücksichtigt wird.

Zusätzlich ist bei interferentiellen Messung eines Endmaßes die Güte der Politur zu berücksichtigen, da die optische Reflexionsebene immer weiter in die Täler der Polierunebenheiten rückt, je rauher die Oberfläche ist /5//47//48/. Die Korrektur, mit der dieser Einfluß erfaßt wird, muß für jedes Maß in einer eigenen Messung bestimmt werden. Bei späteren Endmaßkalibrierungen muß dieser Korrekturwert vom Meßpersonal eingegeben werden, um den Einfluß der Rauheit auf die Messung in das Meßergebnis einfließen zu lassen.

Einfluß der Apertur: Wenn das zur Messung im Interferenzkomparator verwendete Lichtstrahlenbündel nicht genau parallel und senkrecht ausgerichtet ist, ist eine Streifenverlagerung im Interferenzbild zu erwarten. Einfluß auf die Parallelität des Strahlenbündels hat die Größe der Eingangsblende, die zusammen mit der Brennweite des Kollimatorobjektivs den Divergenzwinkel des Strahlenbündels festlegt. Ein paralleles Strahlenbündel ließe sich theoretisch nur erzeugen, wenn der Blendendurchmesser unendlich klein wäre, also einem mathematischen Punkt entspräche („Punktlichtquelle“). In der Praxis läßt sich das aber nicht realisieren, so daß Teile des Lichtbündels geringfügig vom senkrechten Einfall abweichen. Daher muß die Größe des entsprechenden Fehlers für einen Interferenz-

komparator berücksichtigt werden, der aus Lage und Form der Eingangsblende resultiert /9/. Bei dem modifizierten Komparator bildet das Faserende am Komparatoreingang die kreisförmige Apertur mit dem Kerndurchmesser von 200 µm als Blendendurchmesser. Für eine kreisförmige Blende ist diese Korrektur abhängig vom Blendenradius  $r$ , der Objektbrennweite  $f$  und der Endmaßlänge  $l$ . Sie läßt sich zu

$$\varepsilon = \frac{l}{4} \cdot \frac{r^2}{f^2} \quad \text{Gleichung 3-8}$$

bestimmen. Für den verwendeten Komparator ergibt sich mit den Werten  $r = 0,1 \text{ mm}$  und  $f = 200 \text{ mm}$  ein von der Endmaßlänge  $l$  abhängiger Einfluß der Apertur von

$$\varepsilon = \frac{l}{4} \cdot \frac{0,1^2}{200^2} = 6,25 \cdot 10^{-8} \cdot l.$$

Dieser Einfluß der Apertur wird automatisch von der Software berücksichtigt.

Einfluß der Kompression des Parallelendmaßes über 100 mm Nennmaß, falls in vertikaler Lage gemessen wird: Nach der Norm DIN EN ISO 3650 gilt die Länge eines Parallelendmaßes bis einschließlich 100 mm Nennmaß für die vertikale Lage mit horizontal liegenden Meßflächen. Lange Endmaße (d. h. Endmaße über 100 mm Nennmaß) sollen dagegen gemäß Norm sowohl zur Prüfung wie zur Abnahme ihres Maßes in horizontaler Lage gemessen werden, wobei das Endmaß auf einer der schmalen Seitenflächen auf entsprechenden Auflagen ohne zusätzliche Beanspruchung ruht. Der Abstand der beiden Auflagen zum jeweils nächstgelegenen Ende des Maßes soll 0,211·Nennmaß betragen. Wenn ein solches Endmaß in horizontaler Lage interferentiell gemessen wird, muß das Gewicht der Anschubplatte, die an einer der Meßflächen angeschoben ist, kompensiert werden. Im hier vorgestellten Interferenzkomparator gibt es jedoch nur die Möglichkeit, Endmaße in senkrechter Stellung zu kalibrieren. Daher tritt durch den Einfluß der Gewichtskraft eine Verkürzung beim Aufstellen auf eine Unterlage ein, der für kurze Endmaße bis 100 mm Nennmaß in der Längendefinition enthalten ist. Für ein 100 mm Stahlendmaß beträgt die Längenverkürzung etwa 1 nm. Aufgrund der mechanischen Gegebenheiten im Komparator finden Endmaße bis etwa 250 mm Nennmaß Platz. Sollen zu einem späteren Zeitpunkt längere Endmaße in diesem Gerät kalibriert werden, ließe sich durch eine zusätzliche Routine der Einfluß der Gewichtskraft auf die Endmaßlänge berücksichtigen /49/.

Die eben genannten Schritte zur Endmaßkalibrierung laufen vollkommen selbständig ab. Nachdem der Bediener die Stammdaten des Endmaßes eingegeben und den Meßvorgang ausgelöst hat, kann er am Bildschirm des Auswerterechners den Fortgang der Messung verfolgen, ein weiteres Eingreifen ist jedoch nicht notwendig. Am Ende des Meßvorgangs wird über eine Bildschirmausgabe das Meßergebnis präsentiert (Abbildung 3-29). Neben den Werten für die Kenngrößen ist eine Darstellung der Topographie Bestandteil der Ausgabe. Es kann zwischen einer Draufsicht und einer isometrischen

Darstellung gewählt werden. Bei der isometrischen Darstellung wird der besseren Übersicht halber der Bereich der Endmaßmeßfläche getrennt über der Anschubplatte dargestellt. Auf Wunsch kann das Meßergebnis in Form eines Meßprotokolls ausgedruckt werden /44/. Eine Speicherung der Daten in einer Datenbank ist ebenfalls möglich, in dieser Programmversion aber noch nicht implementiert.

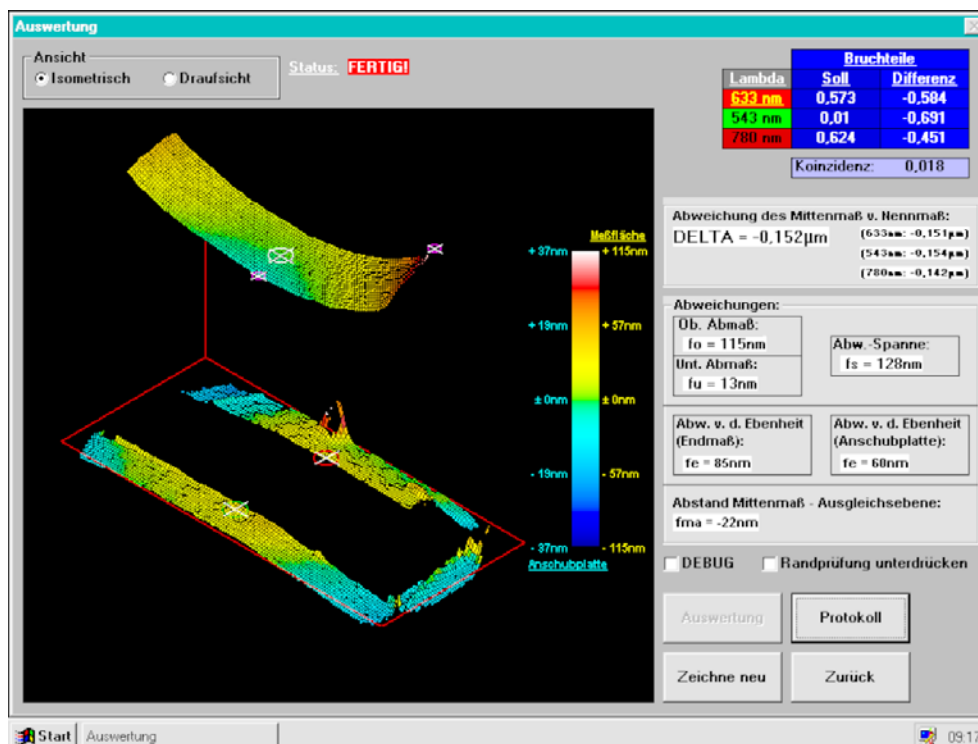


Abbildung 3-29: Screenshot. Solch eine Darstellung präsentiert sich am Abschluß des Meßvorgangs.

Zusammenfassend betrachtet lassen sich mit diesem System sehr komfortabel Parallelendmaße vollautomatisch kalibrieren. Das Meßpersonal muß lediglich das Endmaß grob im Komparator positionieren, einige einfache Grundeinstellungen (z. B. Einstellen der Streifenlosigkeit) vornehmen, die Kenn-daten des zu messenden Endmaßes eingeben und den Meßvorgang starten. Alle Meßwerte werden durch das Programm selbständig ermittelt, das Meßpersonal hat keinen Einfluß auf die Ergebnisse. Damit ist die subjektive Komponente vom dem Meßvorgang ausgeschlossen.

Da bei der Auswertung weitestgehend auf rechenintensive Vergleiche zwischen den einzelnen Bildpunkten verzichtet wurde, erfolgt die Auswertung sehr schnell, ohne dabei eine besonders leistungsfähige Hardware zu benötigen. Der gesamte Kalibriervorgang dauert nicht ganz 60 s, wobei das Aufnehmen der zwölf Interferenzbilder bzw. das Positionieren des Referenzspiegels den größten Teil der Zeit in Anspruch nimmt (vgl. Abschnitt 3.1). Als Resultate liegen am Ende neben der Abweichung vom Mittenmaß zusätzlich Meßwerte für die Abweichung von der Ebenheit und die Abweichungsspanne sowie einer graphischen Darstellung der vollständigen Topographie der Endmaßmeßfläche und dem sichtbaren Teil der Anschubplatte vor. Im Gegensatz dazu nahm die visuelle Endmaßkalibrierung mit halbautomatischer Auswertung pro Endmaß mindestens 5 min in Anspruch und lieferte lediglich den Wert für das Mittenmaß.

## 4 Messung und Erprobung

Der Meßaufbau muß in einer eingehenden Erprobung seine Leistungsfähigkeit und seine Eignung für die Kalibrierung von Parallelendmaßen unter Beweis stellen. Mit verschiedenen Untersuchungen sollen seine Funktionalität wie auch die Ergebnisse der Messungen überprüft werden, um quantitative und qualitative Aussagen treffen zu können.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden Endmaße aus dem laufenden Meßbetrieb verwendet, um die gefundenen Meßergebnisse mit dem konventionellen Verfahren vergleichen zu können.

### 4.1 Test der Bildaufbereitung und Objekterkennung

Wesentlich für die Endmaßkalibrierung mit dem neuen Aufbau ist, wie sicher die Lage der Endmaße im Gesichtsfeld des Interferenzkomparators erkannt wird. Denn aus der gewonnenen Geometrie werden die Meßpunkte bestimmt, auf denen die weitere Auswertung beruht. Da das Meßpersonal keinen Einfluß auf die Objekterkennung hat, obliegt es allein dem Auswerteprogramm, die Positionen der Meßpunkte für die interessierenden Größen Mittenmaß  $l_c$ , obere und untere Abweichung  $f_o$  bzw.  $f_u$  festzulegen.

#### 4.1.1 Funktionstest

Als erstes wurde in einem Funktionstest kontrolliert, ob unter allen Bedingungen, die in der Praxis vorkommen können, die Position der Endmaße sicher erkannt wird. Dafür wurden diverse Endmaße mit den unterschiedlichsten Topographien und aus verschiedenen Materialien (Stahl, Keramik, Quarz, Zerodur) zur Messung in den Komparator gebracht. Es zeigte sich, daß alle verfügbaren Endmaße und Anschubplatten mit dem neuen System vollständig und richtig erfaßt wurden. Unterschiedliche Reflexionsgrade aufgrund unterschiedlicher Materialien und dadurch bedingte unterschiedliche Kontraste wirkten sich nicht störend auf die Auswertung

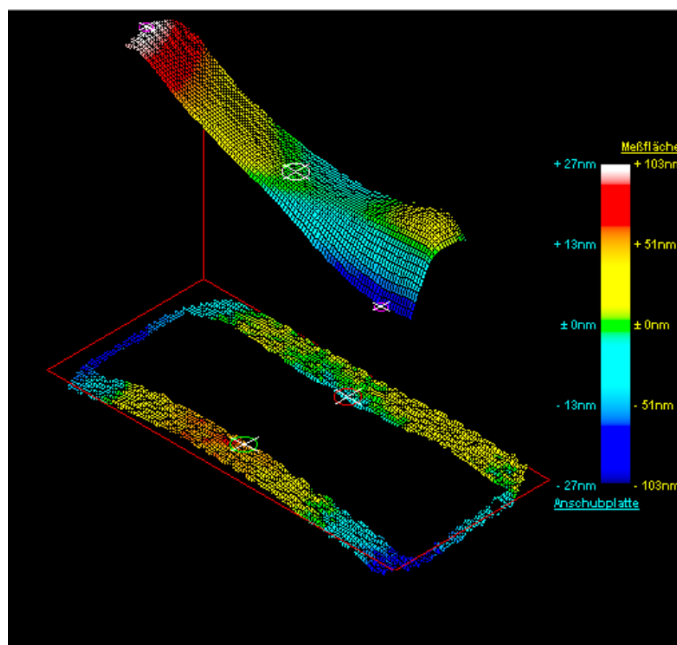


Abbildung 4-1: Isometrische Darstellung eines vermessenen Endmaßes. Der Bereich der Endmaßmeßfläche wurde der besseren Übersicht wegen von der Anschubplatte getrennt. Die Kreise mit den Kreuzen markieren die Orte des Mittenmaßes (weiß), der beiden Referenzpunkte (grün und rot) sowie  $l_{max}$  und  $l_{min}$  (magenta)

aus. In Abbildung 4-1 ist dies exemplarisch für ein Parallelendmaß zu sehen, das auf einer Quarzplatte angeschoben ist, wobei die Endmaßmeßfläche eine stark ausgeprägte Topographie aufweist. Die

Farbskala im rechten Bildteil gibt zum einen die Abweichung der Meßfläche vom Wert des Mittenmaßes an und zum anderen die Abweichung der Anschubplatte von der aus den Meßdaten der Anschubplatte berechneten Ausgleichsebene.

Anschließend wurde die Lage des Endmaßes im Gesichtsfeld variiert, um deren Einfluß auf die Kantenfindung zu überprüfen. Auch hier wurden die Endmaße sicher erkannt. Zudem stellte sich heraus, daß die Endmaße in den reservierten, 10 Pixel breiten Streifen am Rand des Auswertebereichs ragen durften, ohne daß dies einen störenden Einfluß auf die Auswertung hatte (Abbildung 4-2). Es mußten lediglich links und rechts neben dem Endmaß genug Pixel frei bleiben, um die Referenzpunkte für die Meßwerte auf der Anschubplatte bestimmen zu können.

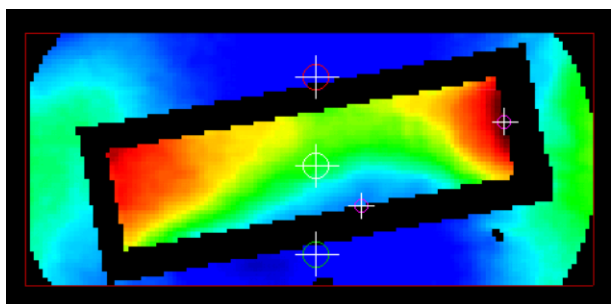


Abbildung 4-2: Topographie eines vermessenen Endmaßes, das während der Messung schräg im Komparator lag.

Wenn eine hohe Streifenanzahl eingestellt wurde, so versagte der Auswertalgorithmus bei einer Streifenanzahl von mehr als 10 Interferenzstreifen. Da der Abstand zwischen den  $2\pi$ -Sprüngen bei dieser Streifenanzahl unter 15 Pixel fällt – 10 Streifen verteilen sich auf 128 Pixel, woraus ein Abstand von  $128/10$  Pixeln resultiert –, befinden sich auf zu vielen der  $10 \cdot 15$  Pixel großen Probefeldern, die für die Korrektur der Sprünge benötigt werden, mehr als ein  $2\pi$ -Sprung. Deswegen wird eine Korrektur mit diesem Algorithmus unmöglich. Im Meßbetrieb stellt dies jedoch keine Einschränkung dar, weil für die Endmaßkalibrierung möglichst Streifenlosigkeit eingestellt wird.

## 4.2 Betrachtung der Ergebnisse wiederholter Messungen

Um den Einfluß des neuen Verfahrens auf den Meßwert zu untersuchen, wurden verschiedene Endmaße wiederholt gemessen und danach die gewonnenen Werte einer näheren Betrachtung unterzogen. Damit möglichst gleiche Bedingungen bei den Messungen eines einzelnen Endmaßes herrschten, wurden die Messungen in zeitlich kurzen Abständen nacheinander durchgeführt. Der Komparator wurde zwischen den Messungen nicht geöffnet, das Endmaß verblieb in der selben Lage im Komparator. Das jeweilige Endmaß wurde zwischen den einzelnen Messungen nicht von der Anschubplatte getrennt, um einen Einfluß des Anschubs auf das Meßergebnis auszuschließen.

### 4.2.1 Mittenmaß

Die wichtigste Größe, die an einem Endmaß zu bestimmen ist und mit der die Größe der Länge weitergegeben wird, ist das Mittenmaß  $l_c$ . Es muß daher untersucht werden, wie sicher dieser Wert bestimmt werden kann. Zu diesem Zweck wurden in einer Meßreihe verschiedene Endmaße mehrfach gemessen. In Abbildung 4-3 sind exemplarisch die Meßwerte für 8 verschiedene Endmaße aufgetragen, in Tabelle 4-1 sind die daraus resultierenden Mittelwerte, Standardabweichungen und Streubre-



ten der zugehörigen Stichproben zusammengestellt. Die Standardabweichung bewegt sich im Bereich von 0 nm bis 3,7 nm, die Streubreite nimmt Werte von  $\pm 0$  nm bis  $\pm 5$  nm an. Ein Zusammenhang zwischen den festgestellten Abweichungen und der Endmaßlänge besteht jedoch nicht; das längste gemessene Endmaß wies die geringste Streuung der Meßwerte auf. Eine Ursache für die Streuung wird deutlich, wenn man die Topographien der Meßflächen betrachtet. Abbildung 4-4 zeigt die Topographie des 1,01 mm-Endmaßes, dessen Meßwerte in Abbildung 4-3b aufgetragen sind, in Abbildung 4-5 ist die Topographie des 80,142 mm langen Endmaßes dargestellt, dessen Meßwerte Abbildung 4-3h zu entnehmen sind. Es ist zu erkennen, daß die Meßfläche des erstgenannten Maßes stärker von einer ebenen Fläche abweicht als die des zweiten Endmaßes. Die Abweichungsspanne  $v$  des 1,01 mm-Maßes liegt bei etwa 140 nm, zudem befindet sich der Ort des Mittenmaßes in einem Bereich starker Neigung der Meßfläche. Aus der Ortsauflösung der Kamera von 0,3 mm folgt, daß eine Fehlbestimmung des Ortes des Mittenmaßes um nur ein Kamerapixel zu einer Änderung des Meßergebnisses von bis zu 6 nm führen. Diese Abschätzung beruht darauf, daß im vorliegenden Fall die Längenänderung im Bereich der Meßfläche von 140 nm sich über einen Bereich von  $\leq 9$  mm in Richtung der kurzen Meßflächenkante verteilt; da Pixel am Rand des Endmaßes von der Auswertung ausgeschlossen sind, reduziert sich die Breite der ausgewerteten Fläche von 9 mm auf einen geringeren Wert. Anders verhält es sich bei dem 80,142 mm-Endmaß: hier beträgt die Abweichungsspanne etwa 55 nm, der Ort des Mittenmaßes befindet sich in einem Bereich schwächerer Neigung, so daß eine Fehlbestimmung dieses Ortes sich in geringerem Maße auswirkt. Ähnliches kann man auch beim Vergleich der beiden 30 mm-Endmaße beobachten, deren Topographien in Abbildung 4-6 bzw. Abbildung 4-7 dargestellt sind.

Als wesentliche Ergebnisse dieser Untersuchungen ließ sich feststellen, daß zum einen die Reproduzierbarkeit gut ist, zum anderen der gefundene Wert des Mittenmaßes stark von der Lage des gefundenen Ortes des Mittenmaßes abhängen kann, wenn ein großer Längengradient im Mittenbereich der Meßfläche vorhanden ist. Diese Abhängigkeit von der Meßflächen-Topographie beruht jedoch nicht auf dem Auswerteverfahren, sondern wird durch das Meßobjekt selbst hervorgerufen. Für die interferentielle Kalibrierung mit kleiner Unsicherheit empfiehlt daher die DIN EN ISO 3650 /4/ Endmaße der Kalibrierklasse K. Endmaße dieser Klasse weisen die geringsten Abweichungsspannen und die geringsten Abweichungen von der Ebenheit auf. Von den gemessenen Endmaßen gehören sowohl das 1,01 mm-Endmaß als auch die Endmaße der Längen 30 mm (Johansson) und 80,142 mm aufgrund ihrer Abweichungsspannen nicht mehr der Kalibrierklasse K an. Daher sind sie im Grunde genommen nicht für die interferentielle Kalibrierung mit kleiner Unsicherheit geeignet.

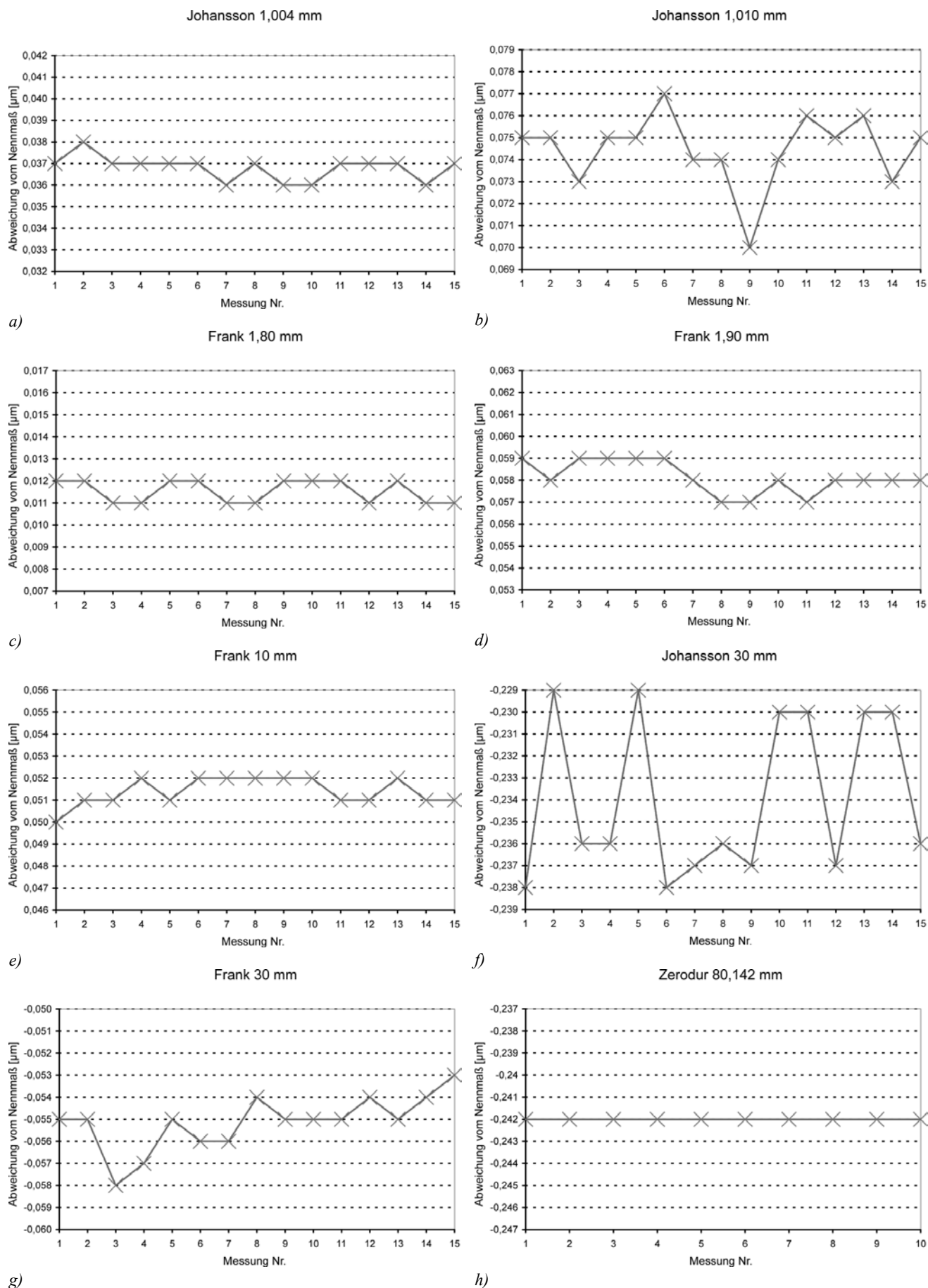


Abbildung 4-3: Gemessene Werte des Mittenmaßes für verschiedene Endmaße

Hersteller	Johansson	Johansson	Frank	Frank	Frank	Johansson	Frank	Möller
Nennmaß	1,004 mm	1,010 mm	1,800 mm	1,900 mm	10,000 mm	30,000 mm	30,000 mm	80,142 mm
gemittelte Abweichung vom Nennmaß	0,037 $\mu\text{m}$	0,074 $\mu\text{m}$	0,012 $\mu\text{m}$	0,058 $\mu\text{m}$	0,051 $\mu\text{m}$	-0,234 $\mu\text{m}$	-0,055 $\mu\text{m}$	-0,242 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,004 \mu\text{m}$	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,005 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,000 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0006 $\mu\text{m}$	0,0016 $\mu\text{m}$	0,0005 $\mu\text{m}$	0,0007 $\mu\text{m}$	0,0006 $\mu\text{m}$	0,0037 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$	0,0000 $\mu\text{m}$

Tabelle 4-1: Mittelwerte der Meßergebnisse für die Abweichung vom jeweiligen Nennmaß. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.

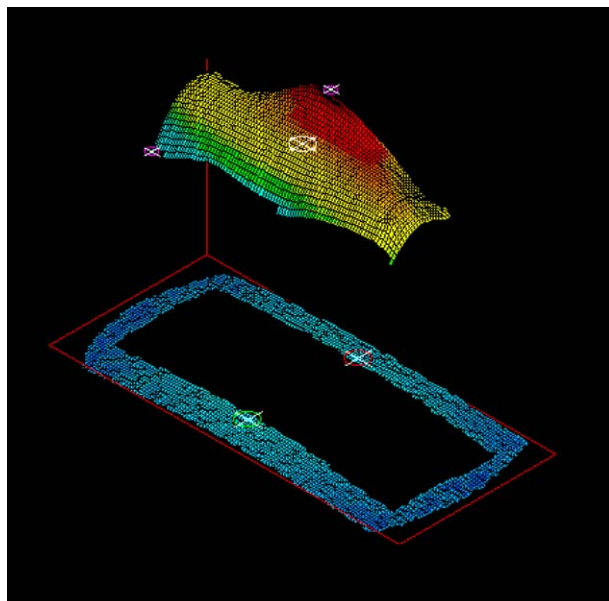


Abbildung 4-4: Topographie des 1,01 mm-Endmaßes

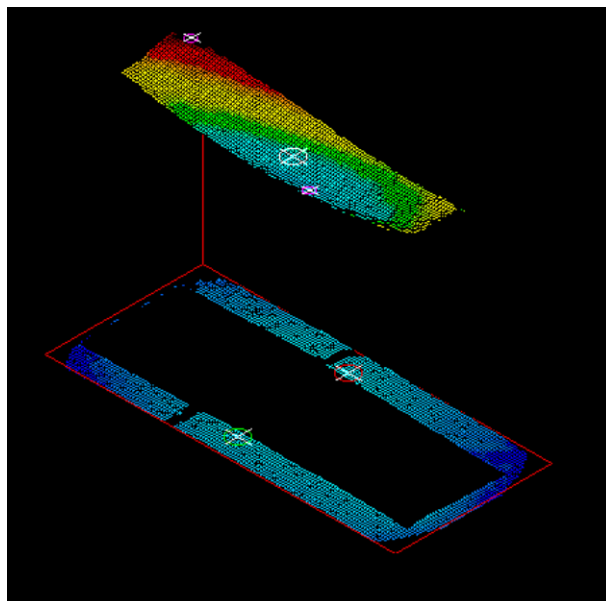


Abbildung 4-5: Topographie des 80,142 mm-Endmaßes

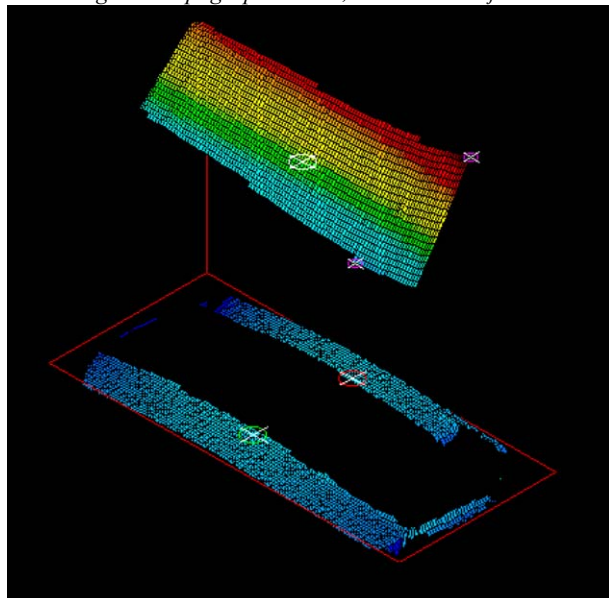


Abbildung 4-6: Topographie des 30 mm-Endmaßes (Johansson)

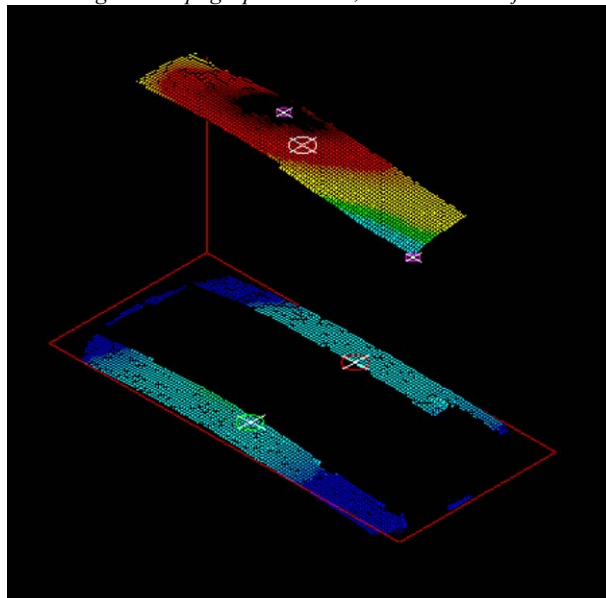


Abbildung 4-7: Topographie des 30 mm-Endmaßes (Frank)

Die Maßstäbe bei den oberen Abbildungen Abbildung 4-4, Abbildung 4-5, Abbildung 4-6 und Abbildung 4-7 sind gleich.

### 4.2.2 Ebenheitsabweichung

Mit dem neuen Meßverfahren wird bei der Kalibrierung eines Parallelendmaßes neben dem Mittenmaß gleichzeitig auch die Ebenheitsabweichung bestimmt. Die Abweichung von der Ebenheit  $f_d$  ist nach DIN EN ISO 3650 definiert als der kleinste Abstand zweier paralleler Ebenen, zwischen denen alle Punkte der Meßfläche liegen (Abbildung 3-26). Vereinfachend werden in dieser Arbeit die beiden Punkte der Meßfläche herausgesucht, die von der Ausgleichsebene der Meßfläche auf beiden Seiten hin am weitesten entfernt liegen. Die Summe beider Abstände ergibt eine etwas anders definierte Ebenheitsabweichung.

Nach der Norm DIN EN ISO 3650 kann bei der Beurteilung der Meßfläche eine Randzone von höchstens 0,8 mm, gemessen von den Ebenen der Seitenflächen, unberücksichtigt bleiben. Wird diese Randzone mit in die Bestimmung der Ebenheitsabweichung einbezogen, so sinkt die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, wie Voruntersuchungen zur Ermittlung der Ebenheitsabweichung ergaben. In Abbildung 4-8 sind exemplarisch die Meßwerte für die Ebenheitsabweichung der 8 Endmaße, die schon als Beispiele unter 4.2.1 herangezogen wurden, aufgetragen. Diese Ergebnisse wurden ohne Reduktion des Auswertebereichs bestimmt. Die so erhaltenen Meßwerte streuten im Bereich von  $\pm 1$  nm bis  $\pm 17$  nm um das arithmetische Mittel. Die zugehörigen Standardabweichungen lagen zwischen 1,2 nm und 6,7 nm. Tabelle 4-2 gibt die daraus resultierenden Mittelwerte und Streubreiten der zugehörigen Stichproben wieder.

Hersteller	Johansson	Johansson	Frank	Frank	Frank	Johansson	Frank	Möller
Nennmaß	1,004 mm	1,010 mm	1,800 mm	1,900 mm	10,000 mm	30,000 mm	30,000 mm	80,142 mm
gemittelte Ebenheitsabweichung	0,071 $\mu\text{m}$	0,089 $\mu\text{m}$	0,034 $\mu\text{m}$	0,044 $\mu\text{m}$	0,024 $\mu\text{m}$	0,048 $\mu\text{m}$	0,024 $\mu\text{m}$	0,048 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,017$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,003$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,012$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,010$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,001$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,008$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,007$ $\mu\text{m}$	$\pm 0,007$ $\mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0067 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$	0,0065 $\mu\text{m}$	0,0037 $\mu\text{m}$	0,0006 $\mu\text{m}$	0,0028 $\mu\text{m}$	0,0028 $\mu\text{m}$	0,0030 $\mu\text{m}$

Tabelle 4-2: Mittelwerte der Meßergebnisse für die Abweichung Ebenheit ohne Reduktion der Meßfläche. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.

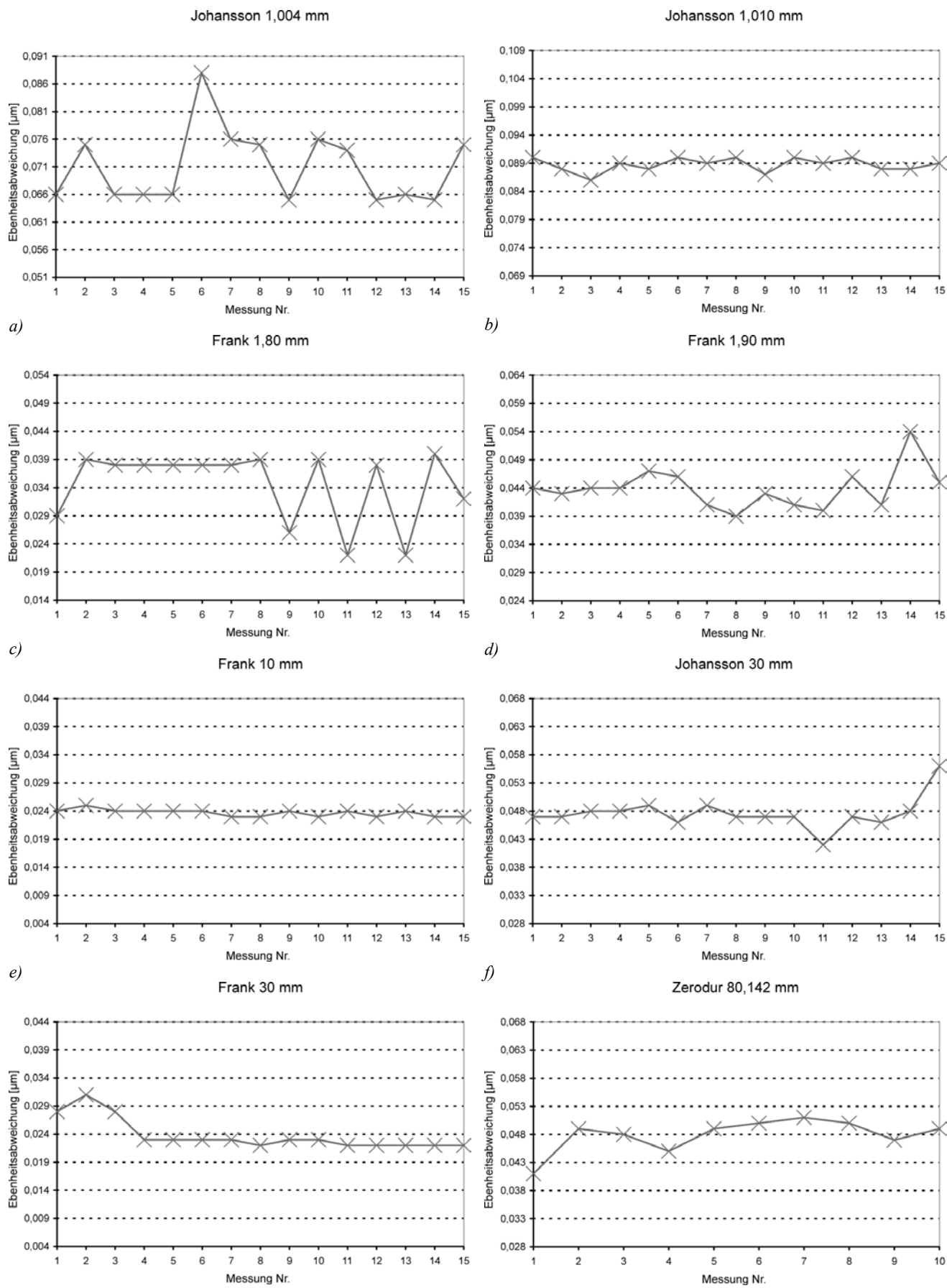


Abbildung 4-8: Gemessener Wert des Ebenheitsabweichung für verschiedene Endmaße ohne Reduktion der Meßfläche

Eine Ursache für die unterschiedlich starken Streuungen erschließt sich unmittelbar aus dem Ablauf für die Bestimmung der Ebenheitsabweichung (Berechnung einer Ausgleichsebene für die Endmaßmeßfläche – Subtraktion der Ausgleichsebene von der Endmaßfläche – Ermittlung von lokalem Minimum und Maximum aus den Abständen der Meßfläche von der Ausgleichsebene – Differenz von lokalem Maximum und Minimum ist Maß für die Ebenheitsabweichung). Liegt einer dieser beiden Punkte nahe an der Endmaßkante, können bei der wiederholten Bestimmung der Ebenheitsabweichung aufgrund der begrenzten Positioniergenauigkeit von  $\pm 1$  Pixel deutlich unterschiedliche Meßwerte gefunden werden. Wegen der mechanischen Bearbeitung der End-

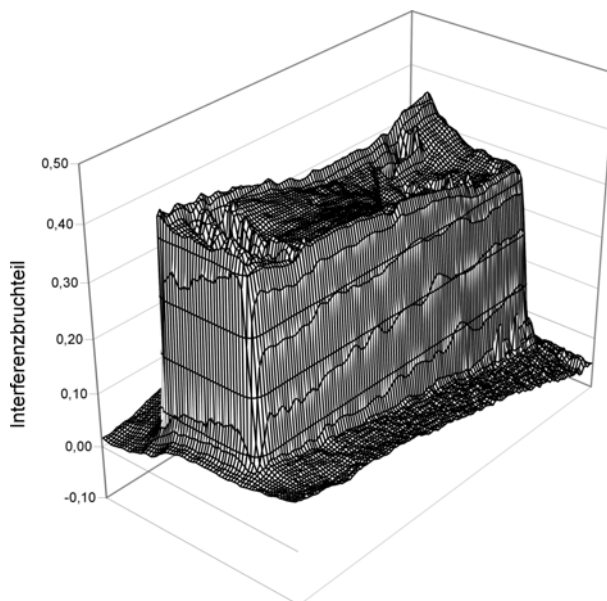


Abbildung 4-9: Phasenbild eines 1,38 mm langen Endmaßes  
maßkante (Fase) kann es im Bereich des Randes der Meßfläche zu einem deutlichen, meßbaren Abfall der Interferenzphase kommen.

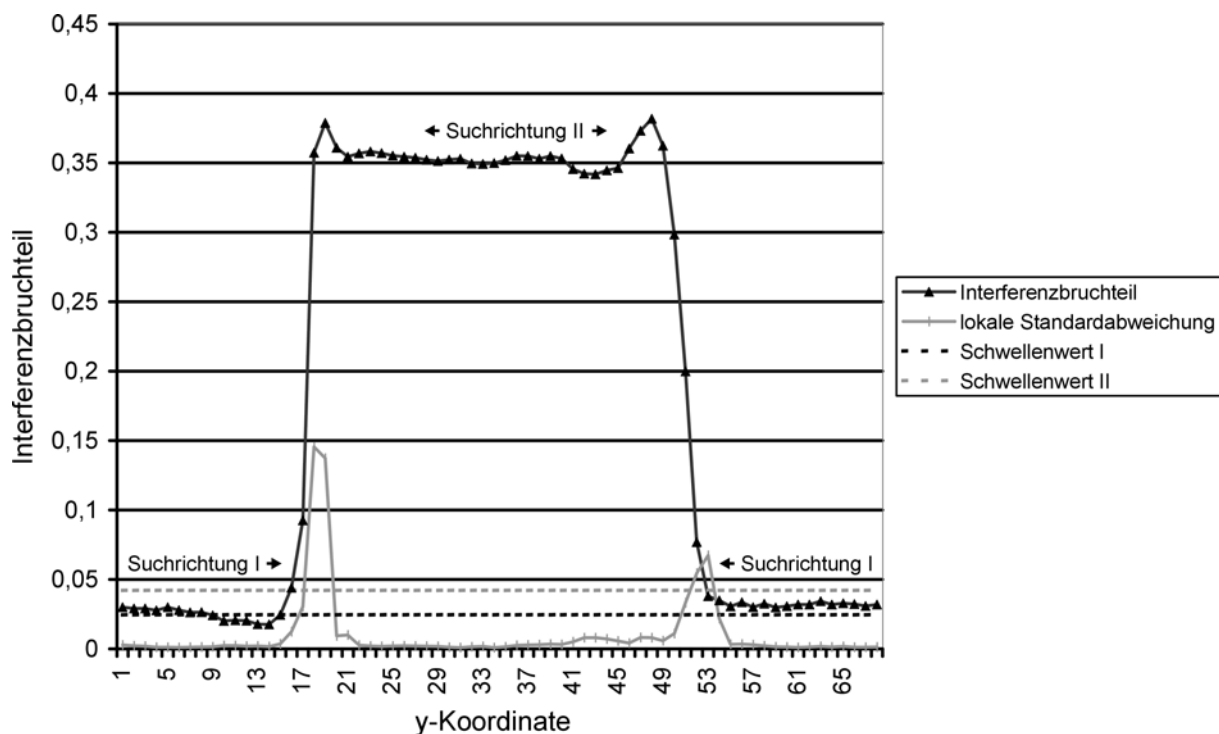


Abbildung 4-10: Schnitt durch das in Abbildung 4-9 dargestellte Phasenbild.

Anhand eines Schnittes durch das Phasenbild eines 1,38 mm langen Endmaßes (Abbildung 4-9) soll der Verlauf des Interferenzbruchteils im Randbereich untersucht werden: Abbildung 4-10 zeigt einen Schnitt („Interferenzbruchteil“) quer durch das in Abbildung 4-9 dargestellte Phasenbild. Der Verlauf der zugehörigen lokalen Standardabweichung (definiert in Abschnitt 3.2.2) ist ebenfalls aufgetragen. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, wird der Verlauf der lokalen Standardabweichung herangezogen,

um den Bereich, den das Endmaß im Gesichtsfeld einnimmt, vom Bereich der Anschubplatte abzugrenzen. Dazu dient ein Schwellenwert („Schwellenwert I“ in Abbildung 4-10), der willkürlich als der zweifache Mittelwert aller berechneten lokalen Standardabweichungen festgesetzt wird. Von außen nach innen gehend („Suchrichtung I“ in Abbildung 4-10) wird der Wert der lokalen Standardabweichung mit dem Schwellenwert I verglichen. Der Bildpunkt, bei dem die zugehörige lokale Standardabweichung erstmals den gesetzten Schwellenwert I überschreitet, wird als letzter Punkt auf der Anschubplatte angesehen. Der nachfolgende Punkt wird dem Endmaß bzw. dem Kantenbereich zugeordnet.

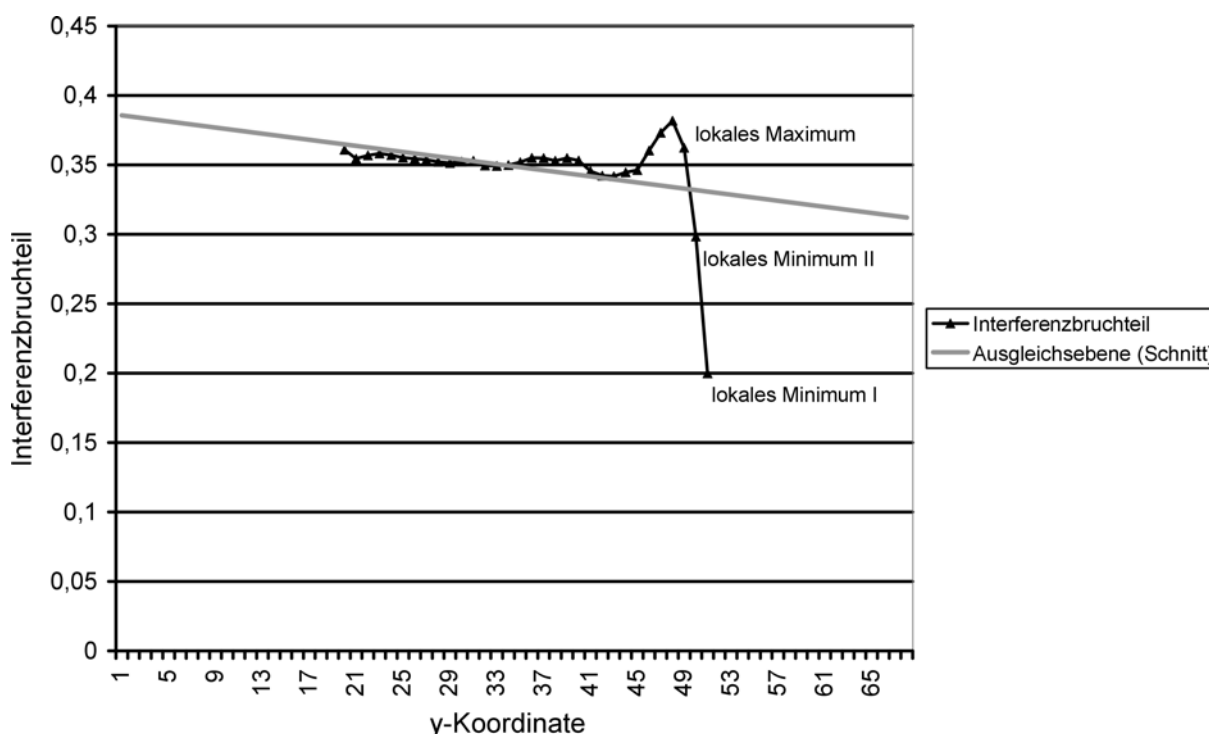
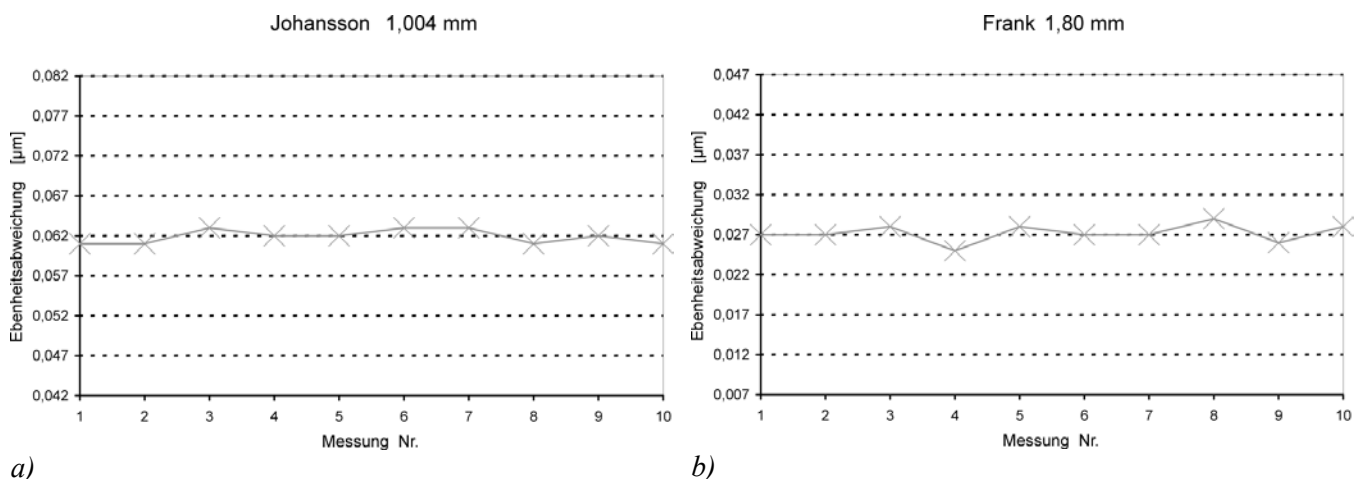


Abbildung 4-11: Der Bereich des Schnittes aus Abbildung 4-10, der vom Programm als zur Endmaßmeßfläche zugehörig erkannt wird, wenn keine Reduktion des Auswertebereichs erfolgt.

In ähnlicher Weise wird vom Bereich, den das Endmaß einnimmt, die Lage der Kante untersucht: Beginnend auf dem Endmaß wird diesmal von innen nach außen gehend („Suchrichtung II“ in Abbildung 4-10) der Wert der lokalen Standardabweichung mit dem Schwellenwert II verglichen. Auch der Schwellenwert II ist der doppelte Mittelwert lokaler Standardabweichungen. Anders als beim Schwellenwert I werden allerdings nicht alle lokalen Standardabweichungen herangezogen, sondern nur diejenigen, die zum Bereich der Endmaßmeßfläche bzw. zur Endmaßkante gehören. Damit wird den unterschiedlich ausgeprägten Oberflächentopographien von Endmaßmeßfläche und Anschubplatte Rechnung getragen (vgl. Abbildung 4-1). Der Bildpunkt, bei dem die zugehörige lokale Standardabweichung erstmals den gesetzten Schwellenwert II überschreitet, wird als letzter Punkt auf dem Endmaß angesehen, der nachfolgende Punkt wird dem Kantenbereich zugeordnet.

Abbildung 4-11 zeigt die Punkte, die nach Anwendung des eben beschriebenen Verfahrens auf den Schnitt in Abbildung 4-10 dem Endmaß zugeordnet worden sind. Der zugehörige Teil der Ausgleichsebene ist als Gerade in das Diagramm eingezeichnet. Durch die begrenzte Positioniergenauigkeit von

$\pm 1$  Pixel und Unsicherheiten bei der Bestimmung des Interferenzbruchteils im Bereich der Endmaßkante kann es vorkommen, daß – bezogen auf das Beispiel des Schnittes – bei einer Messung der Punkt, der in Abbildung 4-11 die Bezeichnung „lokales Minimum I“ trägt, als letzter Punkt der Meßfläche erkannt wird. Es kann aber auch vorkommen, daß in einer anderen Messung der Punkt mit der Bezeichnung „lokales Minimum II“ als letzter Punkt der Meßfläche erkannt wird. Wird für den Schnitt in Abbildung 4-11 Ebenheitsabweichung als Differenz aus dem lokalen Minimum und dem lokalen Maximum bezogen auf die Ausgleichsebene gebildet, so kann ihr Wert in diesem Beispiel Unterschiede von 30 nm aufweisen (bei  $\lambda_{\text{Meß}} = 632,8 \text{ nm}$ ), je nachdem, ob das lokale Minimum I oder II herangezogen wird. Daher werden vom Auswerteprogramm die Punkte, die direkt an der Endmaßkante liegen, von der Bestimmung der Ebenheitsabweichung ausgeschlossen, wodurch sich die Ergebnisse stabilisieren. Diese Reduzierung des Auswertebereichs ist im Hinblick auf DIN EN ISO 3650 zulässig. Bezogen auf den Abbildungsmaßstab der Kamera entspricht das Weglassen eines Pixels einer Beschneidung der Meßfläche um etwa als 0,3 mm an jeder Seite, die Breite der unberücksichtigten Randzone ist somit geringer als der maximal zulässige Wert von 0,8 mm.



a) b)  
Abbildung 4-12: Gemessener Wert des Ebenheitsabweichung nach Reduzierung des Auswertebereichs zur Bestimmung der Ebenheitsabweichung

In Abbildung 4-12 sind die Meßwerte für das 1,004 mm und das 1,80 mm lange Endmaß abgebildet, die mit der endgültigen Fassung des Auswerteprogramms gewonnen wurden. Durch die Verkleinerung des Auswertebereichs in der eben beschriebenen Weise wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse verbessert, die Streubreite für die Meßwerte des 1,004 mm-Endmaßes sank auf  $\pm 1 \text{ nm}$ , für das 1,8 mm-Endmaß auf  $\pm 2 \text{ nm}$ .

### 4.2.3 Abweichungsspanne

Zusätzlich zum Mittenmaß und der Ebenheitsabweichung erhält man mit dem neuen Meßverfahren die Abweichungsspanne für das untersuchte Endmaß. Wie unter 3.2.3 beschrieben, ist die Abweichungsspanne  $v$  (Abbildung 3-27) die Differenz der größten Länge  $l_{\text{max}}$  und der kleinsten Länge  $l_{\text{min}}$ .



Sie ist gleich der Summe der oberen Abweichung  $f_o$  und der unteren Abweichung  $f_u$  vom Mittenmaß  $l_c$ . Es gelten die Beziehungen

$$v = l_{\max} - l_{\min} = f_o + f_u$$

$$f_o = l_{\max} - l_c$$

$$f_u = l_c - l_{\min}$$

Bei der Bestimmung der Abweichungsspanne muß der Einfluß der Anschubplatte einfließen, denn die Anschubplatte wird in aller Regel nicht ideal eben sein. Deswegen wird ähnlich wie bei der Ermittlung des Mittenmaßes für jeden Punkt „P“ auf der Endmaßmeßfläche ein Referenzpunkt „P“ auf der Anschubplatte über zwei Hilfspunkte neben dem Endmaß durch Interpolation bestimmt (Abbildung 4-13).

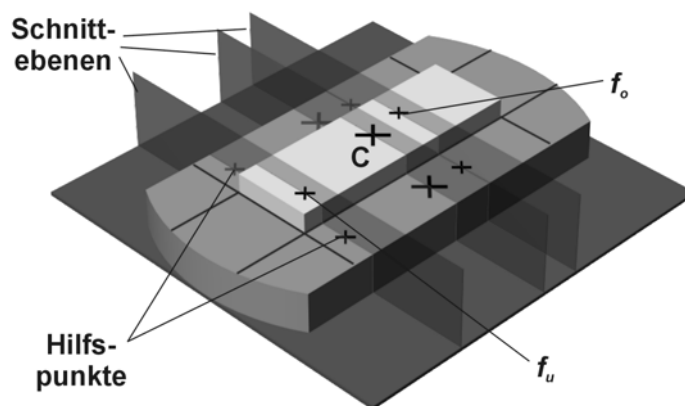


Abbildung 4-13: Lage von  $f_o$  und  $f_u$  sowie die Orte der zugehörigen Hilfspunkte

Da das Mittenmaß absolut bekannt

ist, muß nicht für jedes  $l$  über die Koinzidenzmethode die Länge bestimmt werden. Es reicht aus, jeweils die Phasendifferenz zwischen „C“ und „P“ sowie zwischen „C“ und „P“ zu bilden und danach mit der zugehörigen Wellenlänge zu multiplizieren, wobei „C“ und „C“ auch hier die Orte des Mittenmaßes bzw. des zugehörigen Referenzpunktes auf der Anschubplatte sind. Die so erhaltenen Werte sind je nach Vorzeichen zum Mittenmaß zu addieren bzw. zu subtrahieren und man erhält für jeden Punkt des Endmaßes ein zugehöriges  $l$ . Durch eine einfache Vergleichsoperation erhält man  $l_{\max}$  und  $l_{\min}$ . Zur Bestimmung der Abweichungsspanne wurde der gleiche, in Einklang mit der Norm DIN EN ISO 3650 reduzierte Auswertebereich herangezogen, über den die Ebenheitsabweichung ermittelt wurde. Es zeigte sich auch hier durch Voruntersuchungen, daß ohne Verringerung des Auswertebereichs größere Variationen der Streubreiten und Standardabweichungen für die Werte der Abweichungsspannen gefunden wurden. Ohne Reduktion streuten die erhaltenen Meßwerte für die Abweichungsspanne  $v$  im Bereich von  $\pm 3$  nm bis  $\pm 18$  nm, die Meßwerte für die obere Abweichung  $f_o$  im Bereich von  $\pm 1$  nm bis  $\pm 8$  nm und die Meßwerte für die untere Abweichung  $f_u$  im Bereich von  $\pm 2$  nm bis  $\pm 18$  nm um das jeweilige arithmetische Mittel. In Abbildung 4-14 sind exemplarisch die gemessenen Abweichungsspannen der 8 Endmaße aufgetragen, die auch für die vorhergehenden Untersuchungen als Beispiele herangezogen wurden.

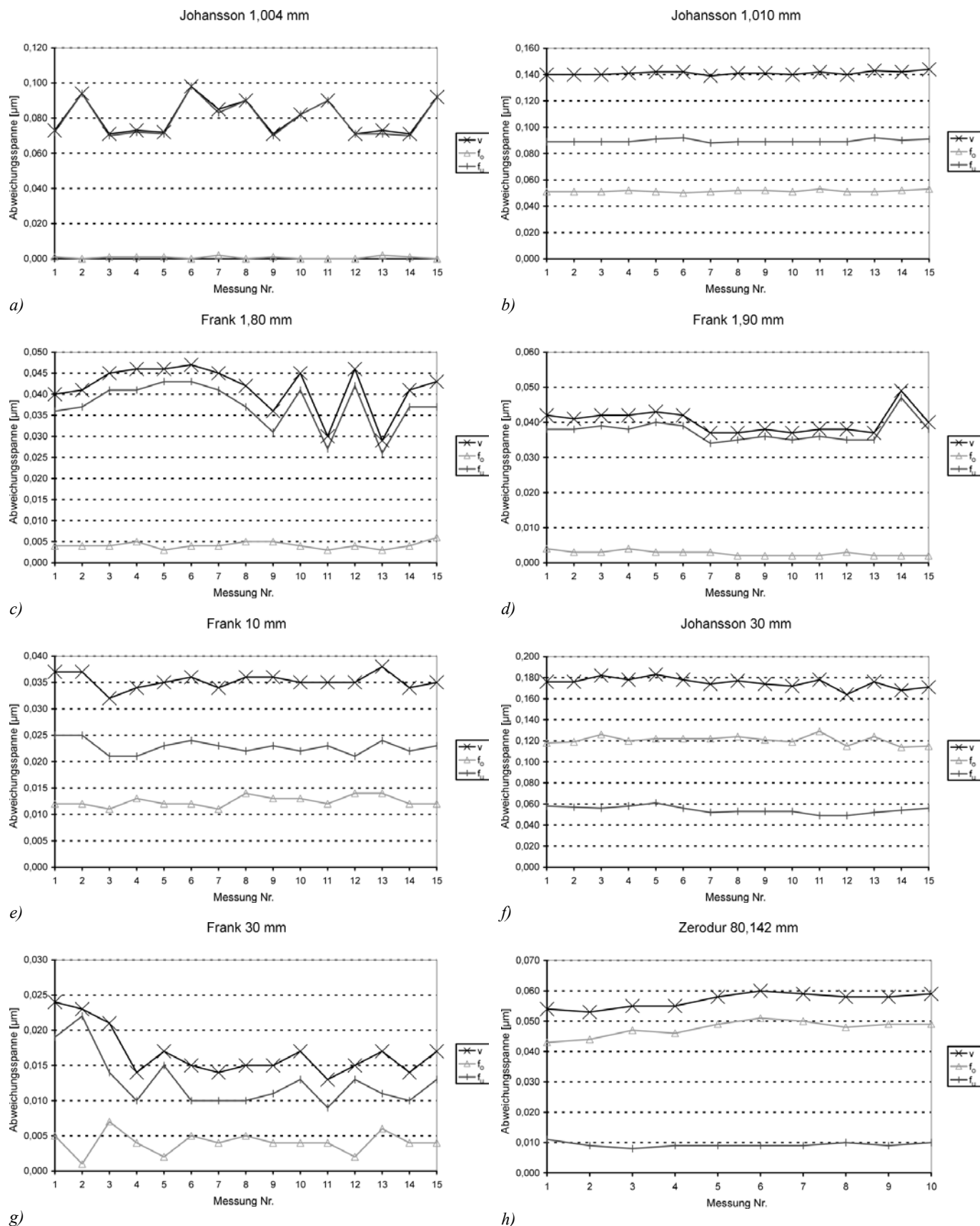


Abbildung 4-14: Gemessene Werte der oberen  $f_o$  und unteren Abweichung  $f_u$  sowie die daraus resultierende Abweichungsspanne  $v = f_o + f_u$  für verschiedene Endmaße ohne Reduktion der Meßfläche

In Tabelle 4-3 sind neben den daraus resultierenden Mittelwerte, Standardabweichungen und Streubreiten für die obere Abweichung  $f_o$ , die untere Abweichung  $f_u$  auch die zugehörigen Abweichungsspannen  $v$  der Stichproben eingetragen.

Hersteller	Johansson	Johansson	Frank	Frank	Frank	Johansson	Frank	Möller
Nennmaß	1,004 mm	1,010 mm	1,800 mm	1,900 mm	10,000 mm	30,000 mm	30,000 mm	80,142 mm
gemittelte obere Abweichung $f_o$	0,001 $\mu\text{m}$	0,051 $\mu\text{m}$	0,004 $\mu\text{m}$	0,003 $\mu\text{m}$	0,012 $\mu\text{m}$	0,121 $\mu\text{m}$	0,004 $\mu\text{m}$	0,048 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,001 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,008 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,005 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0007 $\mu\text{m}$	0,0008 $\mu\text{m}$	0,0008 $\mu\text{m}$	0,0007 $\mu\text{m}$	0,0010 $\mu\text{m}$	0,0042 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$	0,0026 $\mu\text{m}$
gemittelte untere Abweichung $f_u$	0,080 $\mu\text{m}$	0,090 $\mu\text{m}$	0,037 $\mu\text{m}$	0,038 $\mu\text{m}$	0,023 $\mu\text{m}$	0,054 $\mu\text{m}$	0,013 $\mu\text{m}$	0,009 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,018 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,011 \mu\text{m}$	$\pm 0,009 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,007 \mu\text{m}$	$\pm 0,009 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0105 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$	0,0055 $\mu\text{m}$	0,0032 $\mu\text{m}$	0,0013 $\mu\text{m}$	0,0034 $\mu\text{m}$	0,0037 $\mu\text{m}$	0,0008 $\mu\text{m}$
gemittelte Abweichungsspanne $v$	0,080 $\mu\text{m}$	0,141 $\mu\text{m}$	0,041 $\mu\text{m}$	0,040 $\mu\text{m}$	0,035 $\mu\text{m}$	0,175 $\mu\text{m}$	0,017 $\mu\text{m}$	0,057 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,018 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,012 \mu\text{m}$	$\pm 0,009 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,011 \mu\text{m}$	$\pm 0,007 \mu\text{m}$	$\pm 0,004 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0101 $\mu\text{m}$	0,0014 $\mu\text{m}$	0,0057 $\mu\text{m}$	0,0033 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$	0,0050 $\mu\text{m}$	0,0034 $\mu\text{m}$	0,0024 $\mu\text{m}$

Tabelle 4-3: Mittelwerte der Meßergebnisse für die obere und untere Abweichung sowie der Abweichungsspanne ohne Reduktion der Meßfläche. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.

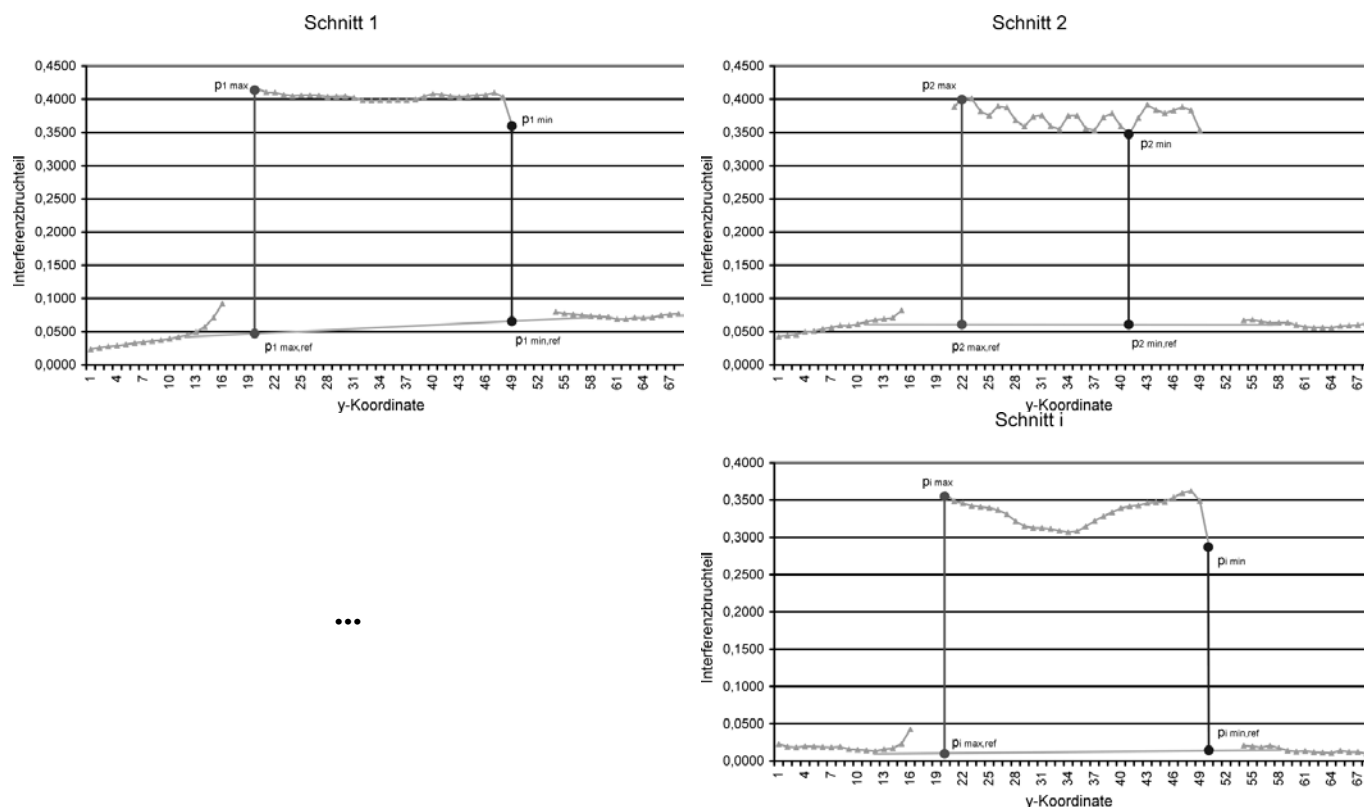


Abbildung 4-15: Verschiedene Schnitte durch das in Abbildung 4-9 dargestellte Phasenbild. In jeden der Schnitte sind die Interferenzbruchteile der jeweiligen Größt- und Kleinstwerte eingetragen. Die Referenzpunkte auf der Anschubplatte wurden durch lineare Interpolation bestimmt (graue Gerade).

Bei der weiter oben und in Kapitel 3 vorgestellten Methode zur praktischen Bestimmung der Abweichungsspanne werden für alle möglichen Schnitte in Richtung der kurzen Endmaßkante durch das

Phasenbild der Hauptwellenlänge die beiden Interferenzbruchteile für den Größt- und den Kleinstwert jeweils eines Schnittes bestimmt (Abbildung 4-15). In Abbildung 4-13 sind drei dieser Schnittebenen dargestellt. Aus dieser Menge der Größt- und den Kleinstwerte werden der Maximal- und der Minimalwert ermittelt. Diese beiden Extremwerte sind die Interferenzbruchteile  $p_{fo}$  und  $p_{fu}$  der oberen Abweichung  $f_o$  bzw. der unteren Abweichung  $f_u$  bei der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$ . Bildet man die Differenz zwischen den gefundenen Interferenzbruchteilen und dem Interferenzbruchteil des Mittenmaßes  $p_{lc}$  bei der selben Wellenlänge, erhält man die Absolutwerte für  $f_o$  und  $f_u$ :

$$f_o = |p_{fo} - p_{lc}| \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{bzw.} \quad f_u = |p_{fu} - p_{lc}| \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad \text{Gleichung 4-1}$$

Liegt einer dieser beiden Punkte nahe an der Endmaßkante, können bei der wiederholten Bestimmung der Abweichungsspanne deutlich unterschiedliche Meßwerte gefunden werden. Wie unter 4.2.2 dargestellt, kann es im Bereich des Randes der Meßfläche zu einem deutlichen, meßbaren Abfall der Interferenzphase kommen, der durch die mechanische Bearbeitung der Endmaßkante (Fase) verursacht ist. Schließt man in Übereinstimmung mit der Norm DIN EN ISO 3650 bei der Ermittlung der Abweichungsspanne die Punkte aus, die direkt an der Endmaßkante liegen, stabilisieren sich wie zuvor bei der Ebenheitsabweichung die Ergebnisse.

In Abbildung 4-16 sind beispielhaft die Meßwerte für das 1,004 mm lange Endmaß abgebildet, die aufgenommen wurden, nachdem der Auswertebereich entsprechend reduziert worden ist. Dieses Maß hatte ohne Reduzierung des Auswertebereichs die größte Streubreite von  $f_o$ ,  $f_u$  und  $v$ . Durch Verkleinerung des Auswertebereichs sank die Streubreite für die Meßwerte

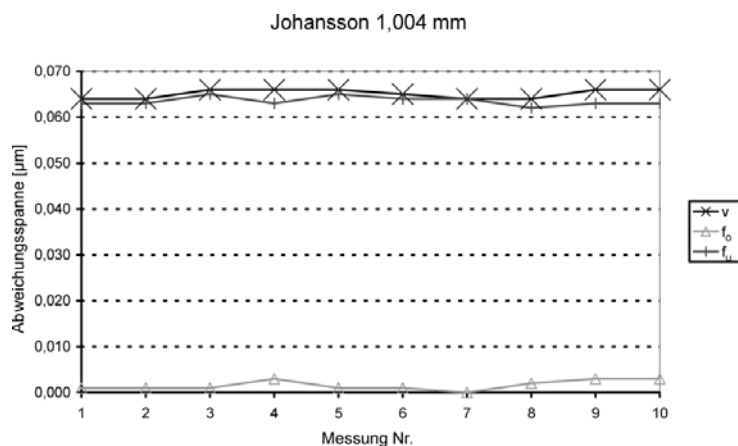


Abbildung 4-16: Gemessener Wert der Abweichungsspanne nach Reduzierung des Auswertebereichs

des 1,004 mm-Endmaßes auf  $\pm 2$  nm, die Reproduzierbarkeit der Meßwerte ist gut.

Wie die Meßergebnisse zur Ebenheitsabweichung als auch zur Abweichungsspanne belegen, ist die durch die DIN EN ISO 3650 zugelassene Einschränkung des Auswertebereichs eine sinnvolle Festlegung, der störende Einfluß der bearbeiteten Endmaßkanten auf die Ergebnisse wird deutlich minimiert. Da bei der Kalibrierung von Parallelendmaßen sowohl die Ebenheitsabweichung als auch die Abweichungsspanne gleichzeitig in einem einzigen Meßvorgang gewonnen werden, findet nur eine Reduzierung des Meßbereichs durch das Auswerteprogramm statt.

Alle nachfolgend beschriebenen Untersuchungen wurden mit dem Auswerteprogramm in der endgültigen Version – d. h. mit reduziertem Auswertebereich – durchgeführt.

#### 4.2.4 Einfluß der Lage auf die Meßgrößen

Unter 4.1.1 wurde dargelegt, daß die Objekterkennung des Endmaßes im Gesichtsfeld unabhängig von der Lage einwandfrei funktioniert. Von Interesse ist aber auch, ob die Lage im Gesichtsfeld einen Einfluß auf die zu messenden Größen hat. Um dies zu überprüfen, wurden einige Endmaße in einer ersten Meßreihe gerade liegend (Abbildung 4-17) im Komparator kalibriert. Anschließend wurden diese Endmaße für einen zweiten Durchgang schräg (Abbildung 4-18) in den Komparator gelegt, temperiert und – nachdem der Komparator auf Streifenlosigkeit eingestellt worden war – abermals vermessen. Um einen störenden Einfluß des Anschubs auszuschließen, wurden die Endmaße zwischen den beiden Meßdurchgängen nicht von den Anschubplatten gelöst.

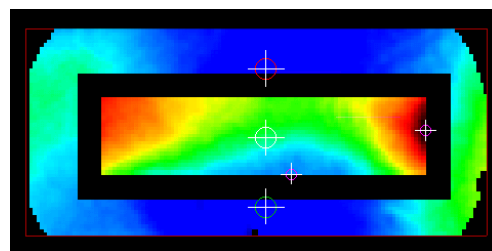


Abbildung 4-17: Topographie eines 6,5 mm langen Endmaßes in Draufsicht.

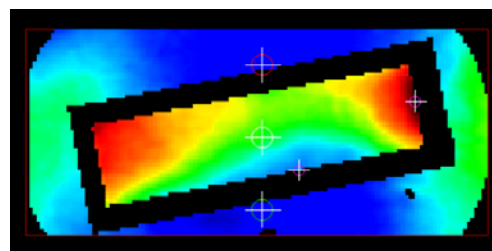


Abbildung 4-18: Topographie des Endmaßes aus Abbildung 4-17, das für die Messung schräg in den Komparator gelegt wurde.

##### 4.2.4.1 Einfluß auf die Bestimmung des Mittenmaßes

Zuerst wurden die Ergebnisse für den Wert des Mittenmaßes untersucht. In Abbildung 4-19 sind exemplarisch die Meßwerte für verschiedene Endmaße aufgetragen, wobei in jedem Diagramm sowohl die Werte für die Messungen bei Schräglage als auch in gerader Lage eingezeichnet sind. Tabelle 4-4 enthält die daraus resultierenden Mittelwerte, Standardabweichungen und Streubreiten der zugehörigen Stichproben. Ein signifikanter Einfluß der Lage im Gesichtsfeld auf die Bestimmung des Mittenmaßes ließ sich nicht feststellen, die Meßwerte wichen um maximal 3 nm voneinander ab.

Hersteller	Hommel		Hommel		Frank	
Nennmaß	6,500 mm		7,500 mm		10,000 mm	
Lage	gerade	schräg	gerade	schräg	gerade	schräg
mittlere Abweichung vom Nennmaß	0,023 µm	0,026 µm	0,019 µm	0,019 µm	0,103 µm	0,104 µm
Streubreite	±0,001 µm	±0,002 µm	±0,001 µm	±0,001 µm	±0,002 µm	±0,001 µm
Standardabweichung	0,0004 µm	0,0007 µm	0,0003 µm	0,0005 µm	0,0010 µm	0,0007 µm

Tabelle 4-4: Mittelwerte der Meßergebnisse von jeweils 10 Messungen für die Abweichung vom jeweiligen Nennmaß. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.

In aller Regel wird für Endmaße in schräger Lage ein geringfügig längerer Wert gefunden als bei einer Messung in gerader Lage. Denn durch das angesprengte Endmaß wird die Anschubplatte häufig sattelförmig deformiert, was z. B. in Abbildung 5-1 zu sehen ist. Liegt das Endmaß gerade im Komparator, befinden sich die Referenzpunkte zur Bestimmung des Mittenmaßes nahe des Scheitels der durchgebogenen Anschubplatte. Liegt das Endmaß schräg im Komparator, liegen die Referenzpunkte

neben dem Scheitel – also etwas tiefer –, das Endmaß wird länger gemessen. Dieser Einfluß ist nur sehr gering und variiert von Anschubplatte zu Anschubplatte bzw. Endmaß zu Endmaß.

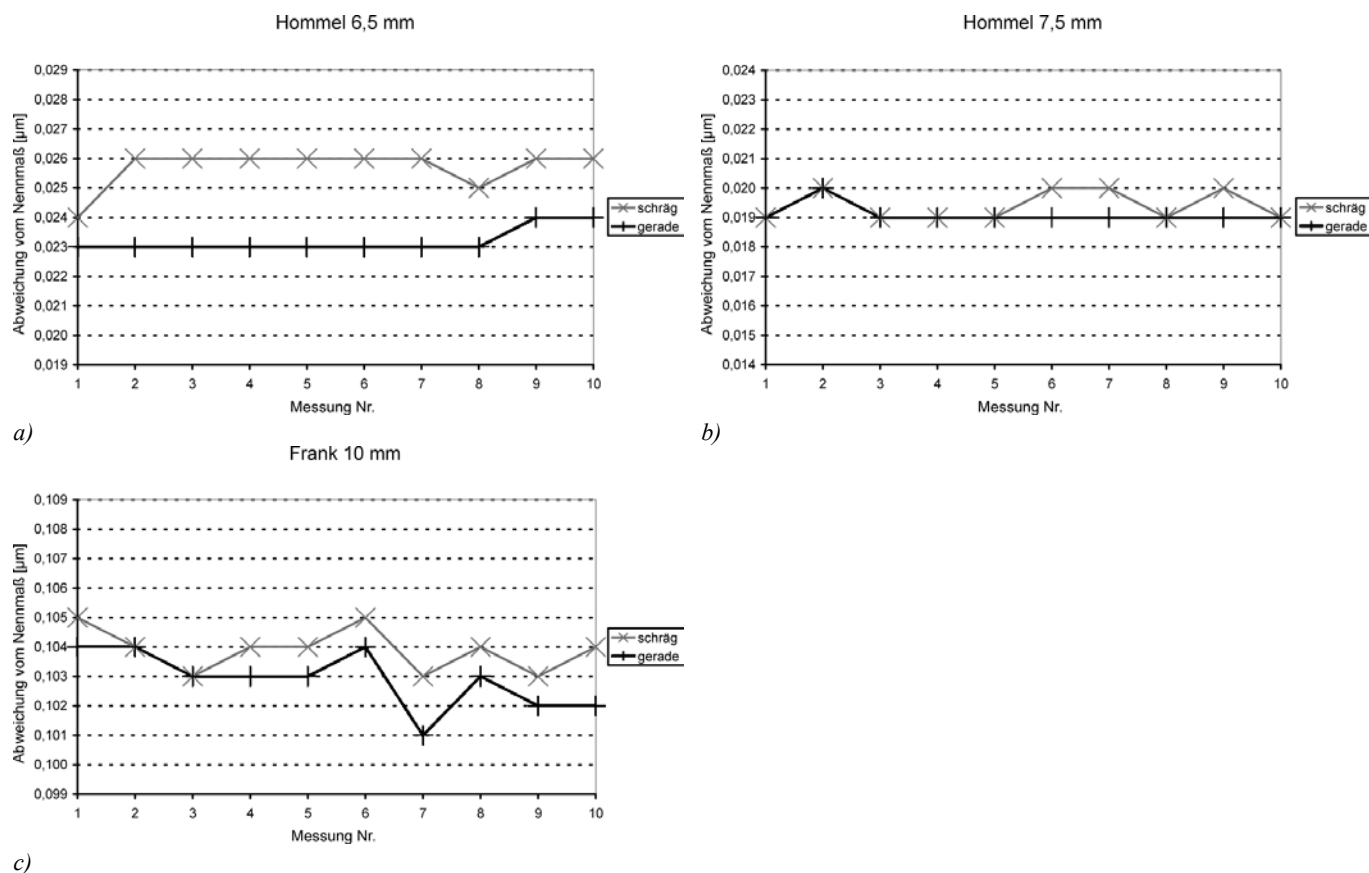


Abbildung 4-19: Gemessene Werte des Mittenmaßes für verschiedene Endmaße bei gerader und schräger Lage im Komparator. Wie weiter oben beschrieben, ist der Zusammenhang zwischen Lage des Endmaßes im Komparator und Meßwert nicht zufällig.

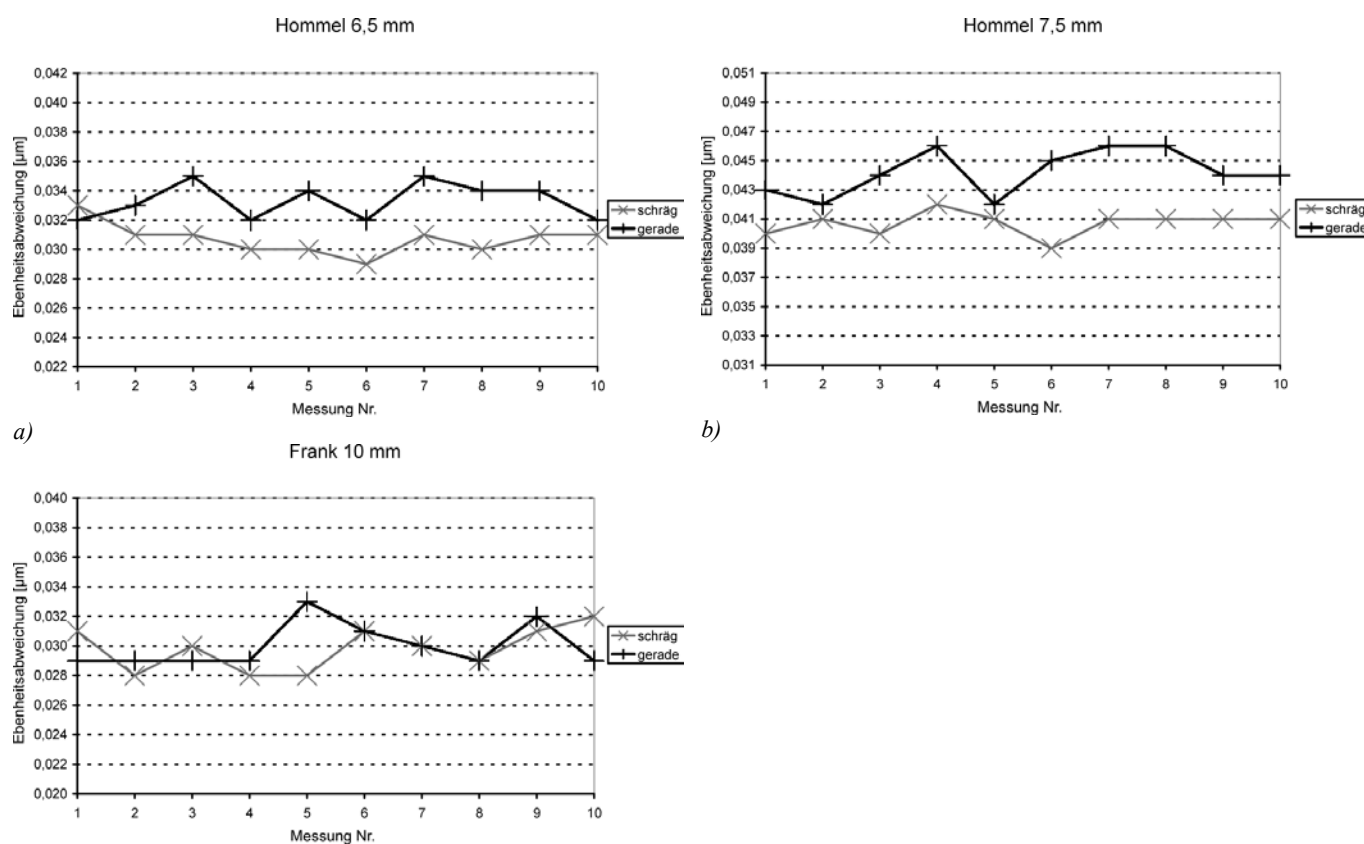
#### 4.2.4.2 Einfluß auf die Bestimmung der Ebenheitsabweichung

Wie für das Mittenmaß konnte auch für die Ebenheitsabweichung kein signifikanter Einfluß der Lage des Endmaßes festgestellt werden. Abbildung 4-20 zeigt dies exemplarisch für ein 6,5 mm, ein 7,5 mm und ein 10 mm langes Endmaß. Die Reproduzierbarkeit der Meßwerte für die ermittelten Ebenheitsabweichungen liegt im Mittel bei 2 nm bzw. 3 nm (Tabelle 4-5), unabhängig von der Lage der Endmaße im Komparator.

Der unter 4.2.4.1 beschriebene Effekt, der dazu führt, daß Endmaße bei Schräglage im Komparator geringfügig länger gemessen werden, hat keinen Einfluß bei der Bestimmung der Ebenheitsabweichung. Anders als bei der Bestimmung der Endmaßlänge werden hier keine Referenzpunkte auf der Anschubplatte für die Gewinnung des Meßwertes der Ebenheitsabweichung herangezogen, Deformationen der Anschubplatte können sich somit nicht auf das Ergebnis auswirken.

Hersteller	Hommel		Hommel		Frank	
Nennmaß	6,500 mm		7,500 mm		10,000 mm	
Lage	gerade	schräg	gerade	schräg	gerade	schräg
gemittelte Ebenheitsabweichung	0,033 $\mu\text{m}$	0,031 $\mu\text{m}$	0,044 $\mu\text{m}$	0,041 $\mu\text{m}$	0,030 $\mu\text{m}$	0,030 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0013 $\mu\text{m}$	0,0011 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$	0,0008 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$

Tabelle 4-5: Mittelwerte der Meßergebnisse für die Ebenheitsabweichung. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.



c)

Abbildung 4-20: Gemessener Wert des Ebenheitsabweichung für verschiedene Endmaße bei gerader und schräger Lage im Komparator. Ein Zusammenhang zwischen Lage im Komparator und Meßwert besteht nicht.

#### 4.2.4.3 Einfluß auf die Bestimmung der Abweichungsspanne

Abschließend wurde der Einfluß der Lage eines Endmaßes auf die Abweichungsspanne überprüft. Abbildung 4-21 enthält eine Auswahl repräsentativer Meßwerte, die wesentlichen Ergebnisse sind in Tabelle 4-6 zusammengestellt. Ähnlich wie bei den beiden vorhergehenden Untersuchungen konnte hier ebenfalls kein gravierender Einfluß der Lage des Endmaßes auf das Meßergebnis festgestellt werden.

Hersteller	Hommel		Hommel		Frank	
Nennmaß	6,500 mm		7,500 mm		10,000 mm	
Lage	gerade	schräg	gerade	schräg	gerade	schräg
gemittelte obere Abweichung $f_o$	0,016 $\mu\text{m}$	0,013 $\mu\text{m}$	0,010 $\mu\text{m}$	0,011 $\mu\text{m}$	0,021 $\mu\text{m}$	0,019 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0013 $\mu\text{m}$	0,0011 $\mu\text{m}$	0,0010 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$	0,0013 $\mu\text{m}$	0,0013 $\mu\text{m}$
gemittelte untere Abweichung $f_u$	0,012 $\mu\text{m}$	0,014 $\mu\text{m}$	0,020 $\mu\text{m}$	0,020 $\mu\text{m}$	0,012 $\mu\text{m}$	0,014 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,004 \mu\text{m}$	$\pm 0,002 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0011 $\mu\text{m}$	0,0010 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$	0,0015 $\mu\text{m}$	0,0017 $\mu\text{m}$	0,0012 $\mu\text{m}$
gemittelte Abweichungsspanne $v$	0,029 $\mu\text{m}$	0,028 $\mu\text{m}$	0,030 $\mu\text{m}$	0,031 $\mu\text{m}$	0,032 $\mu\text{m}$	0,033 $\mu\text{m}$
Streubreite	$\pm 0,002 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$	$\pm 0,004 \mu\text{m}$	$\pm 0,003 \mu\text{m}$
Standardabweichung	0,0008 $\mu\text{m}$	0,0013 $\mu\text{m}$	0,0017 $\mu\text{m}$	0,0017 $\mu\text{m}$	0,0023 $\mu\text{m}$	0,0018 $\mu\text{m}$

Tabelle 4-6: Mittelwerte der Meßergebnisse für die obere und untere Abweichung sowie der Abweichungsspanne. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen und Streubreiten für diese Mittelwerte angegeben.

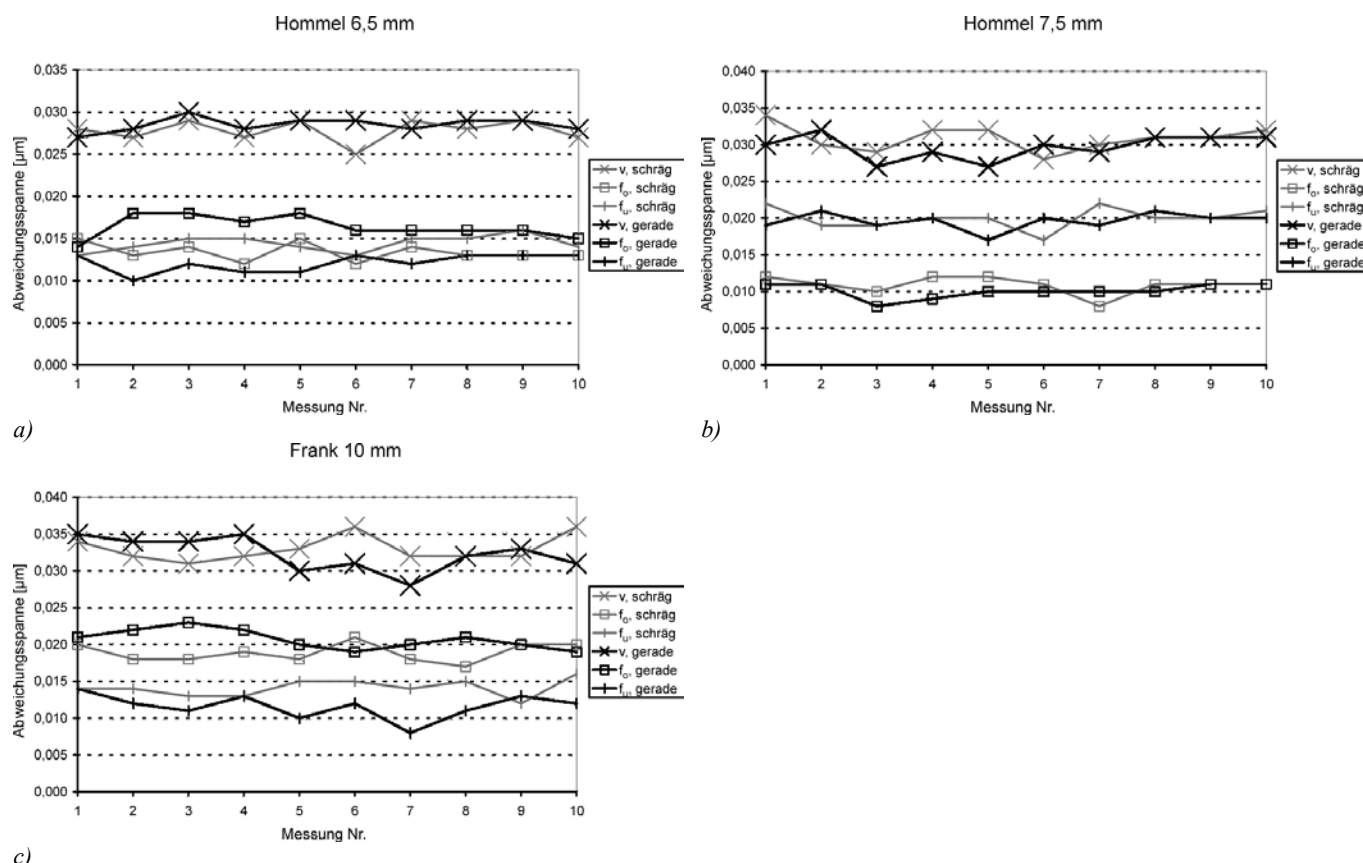


Abbildung 4-21: Gemessene Werte der oberen und unteren Abweichung sowie die daraus resultierende Abweichungsspanne für verschiedene Endmaße bei gerader und schräger Lage im Komparator

Bedingt durch die Art und Weise der jeweiligen Meßwertgewinnung kann es vorkommen, daß für ein Endmaß ein Wert der Abweichungsspanne bestimmt wird, der kleiner als der Wert für die Ebenheits-



abweichung ist, obwohl die Ebenheitsabweichung immer kleiner oder gleich der Abweichungsspanne sein müßte. Dies kann vor allen Dingen bei Endmaßen mit balligen Meßflächen beobachtet werden. Ursache dafür ist die Tatsache, daß bei der Bestimmung der Abweichungsspanne eine mögliche Durchbiegung der Anschubplatte berücksichtigt wird – nicht jedoch bei der Ebenheitsabweichung. Als Folge davon können die Meßflächen balliger Maße für die Berechnung der Abweichungsspanne rechnerisch an die gekrümmten Anschubplatten angepaßt werden, so daß die Abweichungsspanne scheinbar kleiner wird als die Ebenheitsabweichung.

Zusammenfassend betrachtet ist die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse gut. Die Mittelwerte der Kenngrößen für beide Lagen (schräg bzw. gerade) unterscheiden sich maximal um 4 nm. Die gemessenen Werte der untersuchten Endmaße des Kalibriergrades K liegen deutlich innerhalb der Toleranzen, die in der DIN EN ISO 3650 angegeben sind. Liegt das Nennmaß im Bereich von 0,5 mm bis 25 mm läßt diese Norm einen Wert von 50 nm als Toleranz für die Abweichungsspanne zu. Als Ebenheitstoleranz gilt für diese Maße ebenfalls ein Wert von 50 nm. Mit zunehmendem Nennmaß steigt die Toleranz für die Abweichungsspanne und die Ebenheitstoleranz. So beträgt die Ebenheitstoleranz für ein Endmaß des Kalibriergrades K mit Nennmaß von 200 mm 100 nm, die Toleranz der Abweichungsspanne liegt bei 90 nm. Es ist anzunehmen, daß die Reproduzierbarkeit bei größeren Nennmaßen schlechter sein könnte. Überlagert ist dieser Messung noch ein Restfehler der Optik, der im Bereich von  $\pm 10$  nm liegen kann. Auch vor diesem Hintergrund sind die mit dem neuen Verfahren erzielten Resultate akzeptabel.

### 4.3 Vergleich mit dem bisherigen Verfahren

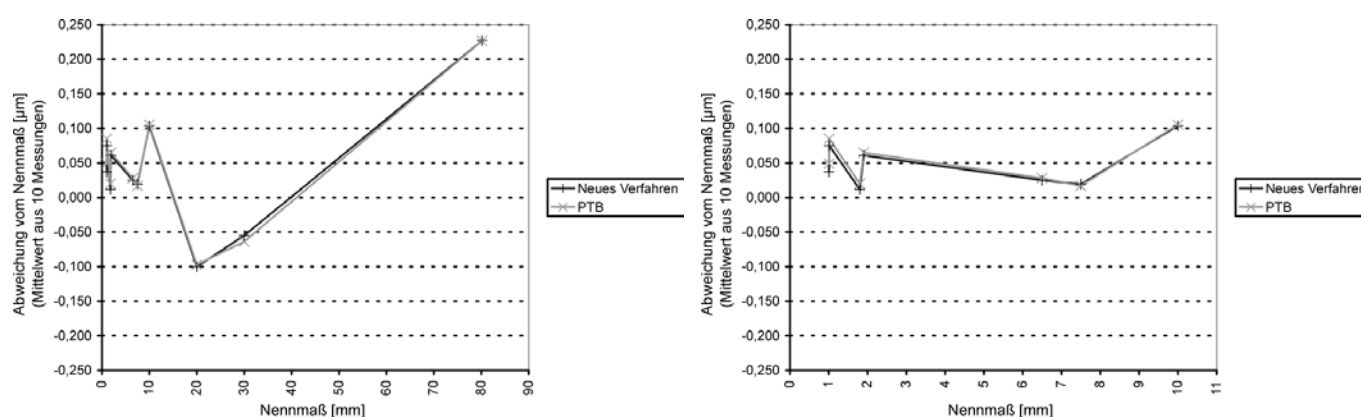


Abbildung 4-22: Gemessene Abweichungen vom Nennmaß mit dem bisherigen und dem neuen Verfahren. Im rechten Diagramm sind der besseren Sichtbarkeit wegen nur die Ergebnisse der gemessenen Endmaße bis 10 mm Länge aufgetragen.

Um die Meßgenauigkeit des neuen Meßverfahrens zu überprüfen, wurden die Mittenmaße von Prüflingen unterschiedlicher Nennmaße mit dem bisherigen Verfahren zur fundamental interferentiellen Längenmessung bestimmt und mit den über das neue Meßverfahren ermittelten Längenwerten verglichen. Das jeweilige Endmaß wurde zwischen den einzelnen Messungen nicht von der Anschubplatte getrennt, damit der Einfluß des Anschubs auf das Meßergebnis möglichst gering ist. Insgesamt wurde

jedes an der Untersuchung beteiligte Maß zehnmal mit dem bisherigen und zehnmal mit dem neuen Verfahren gemessen. Aus den so gewonnen Ergebnissen für das Mittenmaß wurden die zugehörigen Mittelwerte gebildet und in Abbildung 4-22 über das Nennmaß aufgetragen. Für die Darstellung in Abbildung 4-23 wurden die Differenzen zwischen den gemittelten Meßwerte-Paaren eines Endmaßes in der Form

$$l_{c,PTB} - l_{c,neues\ Verfahren}$$

gebildet und ebenfalls über dem Nennmaß aufgetragen.

Abbildung 4-24 gibt die Differenz der Meßwerte-Paare aus Abbildung 4-23 bezogen auf das zugehörige Nennmaß wieder. Dazu wurde das Verhältnis

$$\frac{(l_{c,PTB} - l_{c,neues\ Verfahren})}{l_n}$$

über das Nennmaß aufgetragen.

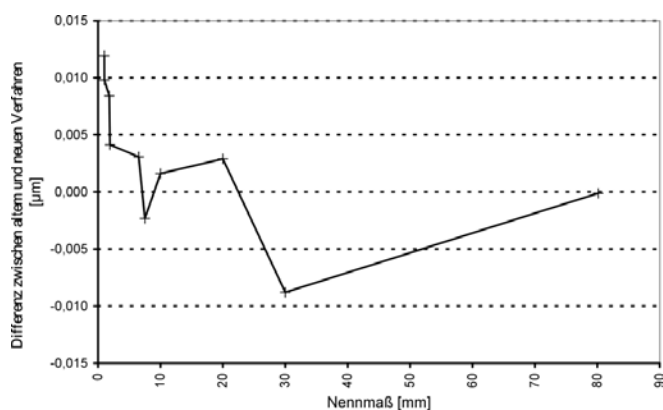


Abbildung 4-23: Differenz zwischen dem mit dem ursprünglichen Verfahren und dem mit dem neuen Verfahren bestimmten Wert für das Mittenmaß.

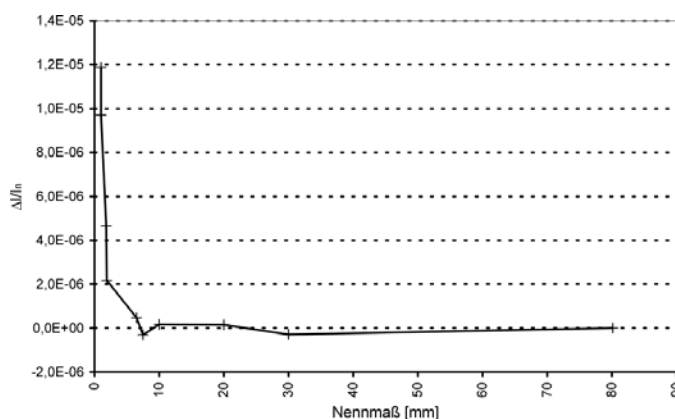


Abbildung 4-24: Differenz der Meßwerte-Paare bezogen auf das zugehörige Nennmaß.

Die hier vorliegenden Untersuchungen ergaben, daß die Meßabweichungen bezogen auf den Referenzwert, der mit dem bisherigen Verfahren ermittelt wurde, immer unterhalb von  $\pm 15$  nm lagen, bei den meisten Endmaßen sogar unterhalb von  $\pm 10$  nm blieben. Die einzelnen Meßwerte streuten um  $\pm 0$  nm bis  $\pm 3$  nm um den zugehörigen Mittelwert.

Weil es mit dem bisherigen Verfahren nicht möglich ist, die Abweichungsspanne bzw. die Ebenheitsabweichung in geeigneter Form zu bestimmen, sind Vergleiche in Hinblick auf diese Größen nicht durchgeführt worden.

Zusammenfassend kann das neue Verfahren für die interferentielle Endmaßkalibrierung als geeignet angesehen werden. Die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse ist gut und die gefundenen Werte decken sich mit denen, die mit anderen Verfahren bestimmt worden sind.

## 4.4 Abschätzen der Meßunsicherheit für das Mittenmaß

Die Abschätzung der Meßunsicherheit für den neuen Versuchsaufbau zur interferentiellen Endmaßkalibrierung basieren auf der Schrift “*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*“ /50/, kurz GUM. Zweck dieser Schrift ist, eine internationale Übereinkunft über die Ermittlung und die Angabe der Unsicherheit im Meßwesen zu erreichen und so eine Grundlage für die internationale Vergleichbarkeit von Meßergebnissen zu liefern. Die darin enthaltenen Empfehlungen wurden aufgrund der Erfahrungen der letzten 15 bis 20 Jahre von den führenden, metrologischen Staatsinstituten und internationalen Vereinigungen, z.B. ISO (International Organization of Standardization) und BIPM (Bureau International des Poids et Mesures), erarbeitet. Die Empfehlungen genießen eine breite Akzeptanz, Verfeinerungen stehen allerdings weiterhin zur Diskussion. Das dieser Schrift zu Grunde liegende Konzept soll kurz erläutert werden:

Für wiederholte Beobachtungen erfolgt die Berechnung des Meßwertes und der ihm beizuordnenden Meßunsicherheit nach einfachen Formeln der Statistik: als Wert der Meßgröße  $x$  wird der arithmetische Mittelwert der beobachteten Werte angenommen. Die Meßunsicherheit ist ein Parameter, der mit dem Meßergebnis verbunden ist und der die Streuung der Werte charakterisiert, die der Meßgröße vernünftigerweise beigeordnet werden können. Aus der mathematischen Relation zwischen der Meßgröße und den beeinflussenden Eingangsgrößen läßt sich mit Hilfe des Unsicherheitsfortpflanzungsgesetzes und den Meßunsicherheiten der einzelnen Eingangsgrößen die Meßunsicherheit der Meßgröße berechnen. Die Meßunsicherheit bzw. die Varianz einer einzelnen Eingangsgröße ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung um den zugehörigen Schätzwert. Sie wird mit Hilfe statistischer Analysen bei Wiederholungsmessungen und anderen Informationen wie z. B. Herstellerangaben, Kalibrierdaten o. ä. ermittelt. Für den häufig auftretenden Fall, daß nur die Grenzen  $x_i \pm a$  um einen Schätzwert  $x_i$  bekannt sind, wird eine Rechteckverteilung angenommen und es ergibt sich die Meßunsicherheit  $u(x_i) = a/\sqrt{3}$ . Der große Vorteil des Verfahrens besteht darin, daß nach Bestimmung der Meßunsicherheiten für die Einflußgrößen die Meßunsicherheit für die Meßgröße in eindeutiger Weise berechnet werden kann. Der Wert der Meßunsicherheit kann unmittelbar als Eingangswert einer weiteren Unsicherheitsberechnung benutzt werden, und er ist konsistent. Häufig ist es sinnvoll, verschiedene Eingangsgrößen einer Meßgröße in Gruppen zu bündeln, die Meßunsicherheit für die Gruppen getrennt zu bestimmen und danach die Teilergebnisse zu einem Gesamtergebnis zu kombinieren. Die Konsistenz besagt, daß das Ergebnis der Auswertung unabhängig davon ist, wie die Eingangsgrößen in Gruppen zusammengefaßt werden.

Für die Angabe eines Vertrauensniveaus wird die erweiterte Meßunsicherheit  $U$  eingeführt, die sich aus der Meßunsicherheit  $u$  durch Multiplikation mit einem Erweiterungsfaktor  $k$  ergibt. Der Bereich  $\pm U$  um das Meßergebnis enthält dann eine Überdeckungswahrscheinlichkeit mit dem Erwartungswert der Meßgröße, die von der Art der Verteilung der Meßgröße abhängt. In der Praxis kann diese Wahr-

scheinlichkeitsverteilung meistens annähernd als normal betrachtet werden, der Faktor  $k = 2$  entspricht dann einem Vertrauensniveau von 95%.

Die Herleitung der Meßunsicherheit für die Angabe der Prüflingslänge aus den Unsicherheiten der einzelnen Eingangsgrößen erfolgt nach den oben beschriebenen Richtlinien bzw. Empfehlungen. Um eine Beurteilung des neuen Meßverfahrens zu erlauben, wurden deren Voraussetzungen und Meßmöglichkeiten speziell bezüglich der Umgebungsbedingungen bei der Meßunsicherheitsanalyse berücksichtigt. Für die Meßunsicherheiten der Eingangsgrößen der interferometrischen Längenmessung wurden die bisher erzielten Resultate benutzt.

Bei jeder Unsicherheitsanalyse sind zweckmäßigerweise vier deutlich zu trennende Schritte nacheinander auszuführen:

- Aufstellen eines Modells der Auswertung, das die Beziehung der interessierenden Meßgröße, der Ergebnisgröße der Auswertung, zu den übrigen an der Messung beteiligten Größen, Eingangsgrößen der Auswertung, mathematisch beschreibt.
- Vorbereitung der gegebenen Meßwerte und anderer verfügbarer Daten aus den jeweiligen Kenntnissen über die Messung und ihren Bedingungen.
- Berechnung des Meßergebnisses und der ihm beizuordnenden Meßunsicherheit aus den vorbereiteten Daten mittels des Modells.
- Angabe des vollständigen Meßergebnisses für die Meßgröße bestehend aus Meßwert und beigeordneter Meßunsicherheit.

#### 4.4.1 Mathematisches Modell

Für die Unsicherheitsanalyse muß zuerst ein mathematisches Modell, d. h. der Zusammenhang zwischen der Meßgröße – hier die zu messende Länge des Endmaßes – und den beeinflussenden Eingangsgrößen aufgestellt werden. Im Fall des vorliegenden, modifizierten Komparators kann auf bestehende mathematische Modelle zurückgegriffen werden, um den Zusammenhang zwischen der zu messenden Länge eines Endmaßes und den Eingangsgrößen zu beschreiben. Im Hinblick auf das mathematische Modell wurde gegenüber dem bisherigen Verfahren zur interferentiellen Endmaßkalibrierung im Grunde nur die Vorgehensweise zur Bestimmung des Interferenzbruchteils verändert.

Nach /51/ ist das Ergebnis einer interferentiellen Endmaßkalibrierung die Länge  $l$  eines Endmaßes, das sich mit

$$l = \sum_{i=1}^3 \eta_i \cdot (z_i + p_i) \cdot \frac{\lambda_i}{2 \cdot n_i} + l_n \cdot \alpha \cdot \Delta t + l_n \cdot \delta \Theta + l_n \cdot \delta B \\ + \delta OF + \delta E + \delta A + \delta R + \delta PS + \delta UM$$

Gleichung 4-2

angeben läßt. Darin ist

$l$	die Länge des zu kalibrierenden Endmaßes bei der Bezugstemperatur 20 °C
$l_n$	das Nennmaß des Endmaßes
$\lambda_i$	Vakuumwellenlänge der benutzten Strahlung mit der Nummer $i$
$\eta_i$	Gewicht der Messung mit der Wellenlänge $\lambda_i$ . Es gilt die Nebenbedingung $\sum_{i=1}^3 \eta_i = 1$
$z_i$	Ganzer Anteil der Interferenzordnungen für die Wellenlänge $\lambda_i$
$p_i$	Bruchteil der Interferenzordnungen für die Wellenlänge $\lambda_i$
$n_i$	Brechzahl für die Wellenlänge $\lambda_i$
$\alpha$	der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient des Endmaßmaterials
$\Delta t$	Differenz zwischen der Bezugstemperatur 20 °C und der Endmaßtemperatur $t_k$ während der Messung ( $\Delta t = 20^\circ\text{C} - t_k$ )
$\delta\Theta$	Koeffizient der Längenkorrektur für nicht exakten senkrechten Lichteinfall (Autokollimation)
$\delta B$	Koeffizient der Längenkorrektur wegen endlicher Ausdehnung des Austrittsfokus (Blendekorrektur)
$\delta OF$	Längenkorrektur wegen Wellenfrontdeformationen durch die Interferometeroptik
$\delta E$	Längenkorrektur wegen unvollkommener Zentrierung und unparalleler Meßflächen im Zentrum der Fläche sowie recht/links Asymmetrie bei Anschub an beiden Flächen
$\delta A$	Längenkorrektur für den Einfluß des Anschubs
$\delta R$	Längenkorrektur für unterschiedliche Rauheit von Maß und Anschubplatte
$\delta PS$	Längenkorrektur für unterschiedlichen optischen Phasensprung von Maß und Anschubplatte
$\delta UM$	Längenkorrektur für unterschiedliches Anschubverhalten bei verschiedenem Material von Maß und Anschubplatte

Es besteht also der funktionale Zusammenhang zwischen der Länge des Endmaßes bei der Bezugstemperatur 20 °C und den Eingangsgrößen

$$l = f(l_n, \lambda_{1...3}, n_{1...3}, \eta_{1...3}, z_{1...3}, p_{1...3}, \alpha, \Delta t, \delta\Theta, \delta B, \delta OF, \delta E, \delta A, \delta R, \delta PS, \delta UM).$$

Das mathematische Modell ist der zentrale Ausgangspunkt bei der folgenden Ermittlung der Meßunsicherheit der Meßgröße. Die Gleichung beschreibt den Einfluß der einzelnen Eingangsgrößen auf die Meßgröße und damit auch den Einfluß der einzelnen Meßunsicherheiten auf die Gesamtmeßunsicherheit.

Mit Hilfe dieser Gleichung und dem Unsicherheitsfortpflanzungsgesetz werden im nächsten Abschnitt die Beiträge der einzelnen Eingangsgrößen zu der Gesamtvarianz, deren positive Wurzel die Gesamtmeßunsicherheit darstellt, für Endmaßlänge  $l$  ermittelt.

#### 4.4.2 Beiträge zur Gesamtvarianz

Gleichung 4-2 beschreibt den funktionalen Zusammenhang  $f$  zwischen der Ergebnisgröße  $y$  – im vorliegenden Fall die zu messende Endmaßlänge – und den angegebenen,  $n$  verschiedenen Eingangsgrößen  $x_i$ . Die Meßunsicherheit der Ergebnisgröße  $u_c(y)$  läßt sich aus den Meßunsicherheiten  $u(x_i)$  der einzelnen Eingangsgrößen  $x_i$  mit Hilfe des Unsicherheitsfortpflanzungsgesetzes berechnen. Gemäß /50/ ist bei unkorrelierten Eingangsgrößen die kombinierte Meßunsicherheit  $u_c(y)$  die positive Quadratwurzel der kombinierten Varianz  $u_c^2(y)$  und ist definiert als

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 \cdot u^2(x_i) \quad \text{Gleichung 4-3}$$

mit

$u_c(y)$  Meßunsicherheit der Ergebnisgröße  $y$

$\partial f / \partial x_i$  partielle Ableitung von  $f$ , hier Gleichung 4-2, nach der Eingangsgröße  $x_i$ , (sog. Sensitivitätskoeffizienten) Die Sensitivitätskoeffizienten geben an, wie stark kleine Änderungen im Wert der jeweiligen Eingangsgröße auf den Meßwert durchgreifen.

$u(x_i)$  Meßunsicherheit der Eingangsgröße  $x_i$

Zur Vereinfachung wird häufig  $c_i = \partial f / \partial x_i$  gesetzt. Damit läßt sich Gleichung 4-3 auch schreiben als

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n c_i^2 \cdot u^2(x_i).$$

Gleichung 4-3 beruht auf einer Näherung erster Ordnung einer Taylorreihenentwicklung von  $y = f(x_1, x_2, \dots, x_i)$ . Für eine spezielle Messung läßt sich die Unsicherheit  $u_c(y)$  der Ergebnisgrößen angeben, wenn in Gleichung 4-3 für die Eingangsgrößen  $x_i$  die gemessenen oder durch andere Informationen ermittelten Schätzwerte und für die Meßunsicherheiten  $u(x_i)$  die positiven Wurzeln der Varianzen  $u^2(x_i)$  der zugehörigen Schätzwerte eingesetzt werden. Die Varianzen ergeben sich dabei aus den gemessenen oder durch andere Informationen ermittelten Streuungen bzw. Wahrscheinlichkeitsverteilungen um den zugehörigen Schätzwert.

Im einzelnen liefern die Eingangsgrößen folgende Beiträge zur Gesamtvarianz:

##### 4.4.2.1 Nennmaß

Das Nennmaß  $l_n$  ist eine festgelegte Größe und besitzt daher keine Meßunsicherheit.

$$u(l_n) = 0$$

Damit wird der Ausdruck

$$c_{l_n}^2 \cdot u^2(l_n) = 0,$$

das Nennmaß liefert somit keinen Beitrag zur Gesamtvarianz.

#### 4.4.2.2 Laserwellenlänge

Als Strahlungsquellen für die Messung werden zwei He-Ne-Laser eingesetzt ( $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 543 \text{ nm}$ ) sowie ein Rb-stabilisierte Diodenlaser /34/ ( $\lambda_3 = 780 \text{ nm}$ ). Nach /51/ sind die zugehörigen relativen Standardmeßunsicherheiten abgeschätzt zu

$$u(\lambda_1) = 5 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda_1$$

$$u(\lambda_2) = 2 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda_2$$

$$u(\lambda_3) = 2 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda_3$$

Der zugehörige Sensitivitätskoeffizient ergibt sich durch partielles Ableiten. Rein formal ist die partielle Ableitung von Gleichung 4-3 nach jeder der drei Vakuum-Wellenlängen gleich:

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda_i} = \frac{\eta_i \cdot (z_i + p_i)}{2 \cdot n_i}$$

Erweitert man diese Gleichung mit  $\lambda_i$  und setzt

$$l_n = \frac{\lambda_i \cdot (z_i + p_i)}{2 \cdot n_i}$$

so ergibt sich

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda_i} = \eta_i \cdot \frac{l_n}{\lambda_i}$$

Die Gewichtungsfaktoren  $\eta_i$  sind willkürlich festgesetzt zu  $\eta_1 = 0,5$ ,  $\eta_2 = 0,3$  und  $\eta_3 = 0,2$ . Sie sollen eine geringfügige Verbesserung gegenüber einer gleichmäßigen Wichtung erbringen. Durch die unterschiedlichen Gewichtungsfaktoren wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die einzelnen Laserwellenlängen unterschiedlich gut stabilisiert sind. Unter 2.1.4 wurde die Langzeit-Frequenzstabilität der Helium-Neon-Laser mit besser als  $2 \cdot 10^{-8}$ , die des Dioden-Lasers mit besser als  $5 \cdot 10^{-8}$  angegeben.

Für die einzelnen Wellenlängen ergeben sich folgende Sensitivitätskoeffizienten und Unsicherheitsbeiträge:

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\lambda_1} = \frac{0,5}{\lambda_1} \cdot l_n$	$c_{\lambda_1} \cdot u(\lambda_1) = 2,5 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$c_{\lambda_2} = \frac{0,5}{\lambda_2} \cdot l_n$	$c_{\lambda_2} \cdot u(\lambda_2) = 6 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$c_{\lambda_3} = \frac{0,2}{\lambda_3} \cdot l_n$	$c_{\lambda_3} \cdot u(\lambda_3) = 4 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$

#### 4.4.2.3 Gewichtungen der Wellenlängen

Wie das Nennmaß  $l_n$  sind die Gewichtungsfaktoren  $\eta_i$  als Festlegung ohne Meßunsicherheit anzusehen.

$$u(\eta_1) = u(\eta_2) = u(\eta_3) = 0$$

Damit liefern die Gewichtungsfaktoren ebenfalls keinen Beitrag zur Gesamtvarianz.

#### 4.4.2.4 Brechzahl der Luft

Die Längenmessungen finden unter realen Umgebungsbedingungen im Komparator statt, weswegen der Einfluß der Luft auf die Meßwellenlänge über die Brechzahl  $n_i$  der Luft berücksichtigt werden muß. Mit Hilfe einer modifizierten Edlén'schen Formel /26/ läßt sich die Brechzahl  $n_N$  der Luft bei Normbedingungen  $N$  (Lufttemperatur  $t_{LN} = 20\text{ °C}$ , Luftdruck  $p_{LN} = 100000\text{ Pa}$ , Luftfeuchte  $F_{LN} = 0\%$ ,  $\text{CO}_2$ -Gehalt  $x_{LN} = 0,042\%$ ) bestimmen. Weichen die Umgebungsbedingungen von den Normbedingungen ab, werden die daraus resultierenden Auswirkungen auf die Brechzahl durch Erweiterungen der modifizierten Edlén'schen Formel mit einbezogen.  $n_i$  ist damit abhängig von den bei der Kalibrierung herrschenden Zustandsgrößen der Luft (Lufttemperatur  $t_L$ , Luftdruck  $p_L$ , Luftfeuchte  $F_L$ ,  $\text{CO}_2$ -Gehalt  $x_L$ ) sowie vom berechneten Wert für  $n_N$  ( $n_i = f_n(n_N, t_L, p_L, F_L, x_L)$ ).

Für die Unsicherheitsbestimmung werden vereinfachte, lineare Zusammenhänge zwischen den Brechzahlen  $n_i$  und den jeweiligen Zustandsgrößen der Luft angenommen. Nach /23/ gelten folgende Abhängigkeiten der Luftbrechzahl von den gemessenen Parametern:

Abhängigkeit von der Lufttemperatur:	$n_i \sim \Delta n_i / \Delta t_L$ ,	$\Delta n_i / \Delta t_L = -9,6 \cdot 10^{-7}\text{ K}^{-1}$
Abhängigkeit vom Luftdruck:	$n_i \sim \Delta n_i / \Delta p_L$ ,	$\Delta n_i / \Delta p_L = 2,7 \cdot 10^{-9}\text{ Pa}^{-1}$
Abhängigkeit von der Luftfeuchte:	$n_i \sim \Delta n_i / \Delta F_L$ ,	$\Delta n_i / \Delta F_L = -9,7 \cdot 10^{-7}$
Abhängigkeit vom $\text{CO}_2$ -Gehalts:	$n_i \sim \Delta n_i / \Delta x_L$ ,	$\Delta n_i / \Delta x_L = 1,4 \cdot 10^{-4}$

Zur Vereinfachung sollen die Unsicherheitsbeiträge  $u(n_1)$ ,  $u(n_2)$  und  $u(n_3)$  der drei Brechzahlen  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$  zu einem Beitrag  $u(n_1, n_2, n_3)$  kombiniert werden. In einem ersten Schritt werden dafür die Unsicherheitsbeiträge  $u(n_i)$  für die einzelnen Brechzahlen analog zu Gleichung 4-3 in einer Nebenrechnung über

$$u^2(n_i) = \sum_{j=1}^q \left[ \frac{\partial f_n}{\partial x_j} \right]^2 \cdot u_n^2(x_j)$$

bestimmt:

#### Einfluß der Edlén Formel zur Berechnung der Luftbrechzahl

Für die Berechnung der Luftbrechzahl wird eine modifizierte Edlén'sche Formel verwendet. Die Unsicherheit dieser Formel ist in /26/ unabhängig von der Wellenlänge mit  $1,7 \cdot 10^{-8}$  angegeben. Daraus folgt für die modifizierte Edlén'sche Formel eine Standardmeßunsicherheit von

$$u_n(n_{iN}) = 1,7 \cdot 10^{-8}$$

Der zugehörige Sensitivitätskoeffizient ist

$$c_{n, n_{iN}} = 1$$

Unsicherheitsbeitrag:

$$c_{n, n_{iN}} \cdot u_n(n_{iN}) = 1,7 \cdot 10^{-8}$$



***Lufttemperatur, Luftdruck, Luftfeuchte, CO<sub>2</sub>-Gehalt***

Die Abweichung der Anzeige des kalibrierten Meßsystems von der tatsächlichen Lufttemperatur kann auf  $\pm 0,015^\circ\text{K}$  abgeschätzt werden /23/. Daraus folgt für die Bestimmung der Lufttemperatur eine Standardmeßunsicherheit von

$$u_n(t_L) = \frac{1,5 \cdot 10^{-2} \text{ K}}{\sqrt{3}} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ K}$$

Die Abweichung der Anzeige des kalibrierten Meßsystems vom tatsächlichen Luftdruck kann auf  $\pm 0,1^\circ\text{hPa}$  abgeschätzt werden /23/, woraus für die Bestimmung des Luftdrucks eine Standardmeßunsicherheit von

$$u_n(p_L) = \frac{10 \text{ Pa}}{\sqrt{3}} = 6 \text{ Pa}$$

folgt.

Die Anzeige des kalibrierten Meßsystems zur Messung der Luftfeuchte ist auf  $\pm 1\%$  kalibriert. Langzeitbeobachtungen /23/ haben ergeben, daß dieser Wert mit einer Standardmeßunsicherheit von

$$u_n(F_L) = 1,5\% = 1,5 \cdot 10^{-2}$$

behaftet ist.

Der CO<sub>2</sub>-Gehalt wird während der Messung nicht bestimmt, sondern fest mit 0,042% angenommen, es werden aber auch Werte von 0,04% genannt /52/. Daher wird als Wert für den CO<sub>2</sub>-Gehalt  $0,042\% \pm 0,005\%$  geschätzt, woraus sich eine Standardmeßunsicherheit ergibt von

$$u_n(x_L) = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{3}} = 3 \cdot 10^{-5}.$$

Wegen der angenommenen linearen Zusammenhänge zwischen  $n_i$  und  $t_L$ ,  $p_L$ ,  $F_L$  bzw.  $x_L$  lassen sich die zugehörigen Sensitivitätskoeffizienten direkt angeben zu

$$\text{Lufttemperatur: } c_{n,t_L} = \frac{\partial f_n}{\partial t_L} = \frac{\Delta n_i}{\Delta t_L} = -9,6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{Luftdruck: } c_{n,p_L} = \frac{\partial f_n}{\partial p_L} = \frac{\Delta n_i}{\Delta p_L} = 2,7 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1}$$

$$\text{Luftfeuchte: } c_{n,F_L} = \frac{\partial f_n}{\partial F_L} = \frac{\Delta n_i}{\Delta F_L} = -9,7 \cdot 10^{-7}$$

$$\text{CO}_2\text{-Gehalt: } c_{n,x_L} = \frac{\partial f_n}{\partial x_L} = \frac{\Delta n_i}{\Delta x_L} = 1,4 \cdot 10^{-4}.$$

Die Unsicherheitsbeiträge sind:

$$\text{Lufttemperatur: } c_{n,t_L} \cdot u_n(t_L) = -9,6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1} \cdot 9 \cdot 10^{-3} \text{ K} = -8,6 \cdot 10^{-9}$$

$$\text{Luftdruck: } c_{n,p_L} \cdot u_n(p_L) = 2,7 \cdot 10^{-9} \text{ Pa}^{-1} \cdot 6 \text{ Pa} = 1,6 \cdot 10^{-8}$$

$$\text{Luftfeuchte: } c_{n,F_L} \cdot u_n(F_L) = -9,7 \cdot 10^{-7} \cdot 1,5 \cdot 10^{-2} = -1,5 \cdot 10^{-8}$$

$$\text{CO}_2\text{-Gehalt: } c_{n,t_L} \cdot u_n(x_L) = 1,4 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \cdot 10^{-5} = 4,2 \cdot 10^{-9}$$

Aus diesen Beiträgen erhält man für die Standardmeßunsicherheit der Luftbrechzahl über

$$u(n_i) = \sqrt{\sum_{j=1}^q c_{n_j}^2 \cdot u_n^2(x_j)}$$

$$\Rightarrow u(n_i) = \sqrt{(1,7 \cdot 10^{-8})^2 + (-8,6 \cdot 10^{-9})^2 + (1,6 \cdot 10^{-8})^2 + (-1,5 \cdot 10^{-8})^2 + (4,2 \cdot 10^{-9})^2}$$

$$u(n_i) = 3 \cdot 10^{-8}$$

Dieser Wert ist unabhängig von der Wellenlänge.

Der Sensitivitätskoeffizient wird über die partielle Ableitung

$$\frac{\partial f}{\partial n_i} = -\eta_i \cdot \frac{\lambda_i \cdot (z_i + p_i)}{2 \cdot n_i^2}$$

bestimmt. Setzt man  $l_n = \lambda_i \cdot (z_i + p_i) / (2 \cdot n_i)$  und  $n_i \approx 1$  vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$\frac{\partial f}{\partial n_i} = -\eta_i \cdot l_n$$

Nachdem die Standardmeßunsicherheiten und Sensitivitätskoeffizienten für die einzelnen Brechzahlen bestimmt sind, werden in einem zweiten Schritt die Beiträge zur Gesamtvarianz zu einem Beitrag zusammengefaßt:

Die Brechzahlen  $n_i$  sind korreliert mit dem Koeffizienten +1, also sind die Beiträge der Brechzahlen zur Gesamtvarianz als Summe zu kombinieren. Für die Brechzahlen erhält man eine Standardmeßunsicherheit von

$$u(n_1, n_2, n_3) = \sum_{i=1}^3 c_{n_i} \cdot u(n_i) = \sum_{i=1}^3 \eta_i \cdot l_n \cdot u(n_i) = l_n \cdot u(n_i), \text{ da } \sum_{i=1}^3 \eta_i = 1$$

$$\Rightarrow u(n_1, n_2, n_3) = 3 \cdot 10^{-8} \cdot l_n$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{(n_1, n_2, n_3)} = l_n$	$u(n_1, n_2, n_3) = 3 \cdot 10^{-8} \cdot l_n$

#### 4.4.2.5 Ganzzahlige Interferenzordnungen

Die ganzen Interferenzordnungen sind nach der Methode der exakten Bruchteile bestimmt und haben daher keine Meßunsicherheiten.

$$u(z_1) = u(z_2) = u(z_3) = 0$$

Die Beiträge der ganzzahligen Interferenzordnungen zur Gesamtvarianz werden damit zu Null.

#### 4.4.2.6 Interferenzbruchteile

Eingehende Untersuchungen der Koinzidenzen bei kurzen Endmaßen /23/, ergaben für die Unsicherheit bei der Bestimmung der Interferenzbruchteile einen Wert von  $1 \cdot 10^{-2}$ . Dieser Wert wurde unabhängig von der verwendeten Wellenlänge gefunden.

$$u(p_i) = 1 \cdot 10^{-2}$$

Sensitivitätskoeffizient:

$$\frac{\partial f}{\partial p_i} = c_{p_i} = \eta_i \cdot \frac{\lambda_i}{2}$$

Die Bruchteile  $p_i$  sind nicht korreliert, daher müssen sie quadratisch kombiniert werden:

$$u^2(p_1, p_2, p_3) = \sum_{i=1}^3 c_{p_i}^2 \cdot u^2(p_i) = \sum_{i=1}^3 \left( \eta_i \cdot \frac{\lambda_i}{2} \right)^2 \cdot u^2(p_i) = u^2(p) \sum_{i=1}^3 \left( \eta_i \cdot \frac{\lambda_i}{2} \right)^2$$

$$\text{mit } u(p_1) = u(p_2) = u(p_3) = u(p) = 10^{-2}$$

$$\text{und } \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\eta_i \cdot \lambda_i)^2} = 194 \text{ nm}$$

$$\Rightarrow u(p_1, p_2, p_3) = 2 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{(p_1, p_2, p_3)} = \sum_{i=1}^3 \eta_i \cdot \frac{\lambda_i}{2}$	$u(p_1, p_2, p_3) = 2 \text{ nm}$

#### 4.4.2.7 Abweichung vom senkrechten Lichteinfall

Das Licht sollte idealerweise senkrecht in den Komparator fallen. Aus einer geringen Abweichung vom ideal senkrechten Lichteinfall resultiert eine Korrektur

$$\delta\Theta = 0,5 \cdot \beta^2,$$

mit  $\beta$  als Einfallswinkel. Der Einfallswinkel bestimmt sich aus der Dezentrierung  $x$  des Beugungsscheibchens in der Austrittsblende und der Brennweite  $f$  des Kollimatorobjektivs zu

$$\beta = x/f.$$

Die maximale Abweichung des Koeffizienten beträgt  $\delta\Theta = 7 \cdot 10^{-8}$  (0,15 mm Dezentrierung, 400 mm Brennweite). Unter Annahme einer Rechteckverteilung folgt eine Unsicherheit von

$$u(\delta\Theta) = \frac{7 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{3}} = 4,1 \cdot 10^{-8}.$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta\Theta} = \frac{\partial f}{\partial \delta\Theta} = l_n$	$c_{\delta\Theta} \cdot u(\delta\Theta) = 4,1 \cdot 10^{-8} \cdot l_n$

#### 4.4.2.8 Blendenkorrektion

Aufgrund des endlichen Durchmessers des Beugungsscheibchens in der Austrittsblende ist eine Blendenkorrektion anzubringen, deren Koeffizient  $\delta B$  über

$$\delta B = \frac{d^2}{16 \cdot f^2}$$

berechnet wird.  $d$  ist darin der Durchmesser des gleichmäßig ausgeleuchteten Beugungsscheibchens in der Austrittsblende,  $f$  die Brennweite des Kollimatorobjektivs. Die relative Unsicherheit ergibt sich nach Berechnung der Sensitivitätskoeffizienten und Umformung:

$$\frac{u(\delta B)}{B} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{u(d)}{d}\right)^2 + \left(\frac{u(f)}{f}\right)^2}$$

Mit  $d = 200 \mu\text{m} \pm 20 \mu\text{m}$  und  $f = 200 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$  erhält man  $\delta B = 1,6 \cdot 10^{-8}$ . Aus den relativen Standardunsicherheiten  $u(d)/d = 10\%$  und  $u(f)/f = 5\%$  folgt ein Unsicherheitsbeitrag von

$$u(\delta B) = 4 \cdot 10^{-9}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta B} = \frac{\partial f}{\partial \delta B} = l_n$	$c_{\delta B} \cdot u(\delta B) = 4 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$

#### 4.4.2.9 Wärmeausdehnungskoeffizient

Der thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  von Stahlendmaßen liegt nach Norm /4/ in den Grenzen  $\alpha = (11,5 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , was auf eine Standardmeßunsicherheit von

$$u(\alpha) = \frac{1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}}{\sqrt{3}} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$$

führt.

$$\frac{\partial f}{\partial \alpha} = l_n \cdot \Delta t$$

Der Erwartungswert für  $\Delta t$  liegt bei 0 K. Damit würde der Sensitivitätskoeffizient zu Null werden und damit der Unsicherheitsbeitrag des Wärmeausdehnungskoeffizienten verschwinden.  $\Delta t$  ist allerdings in den meisten Fällen von Null verschieden. Realistischer erscheint es, die Annahme  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3} \text{ K}$  bei der Abschätzung des Unsicherheitsbeitrages von  $\alpha$  zu Grunde zu legen.

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\alpha} = \frac{\partial f}{\partial \alpha} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot l_n$	$c_{\alpha} \cdot u(\alpha) = 3 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$

#### 4.4.2.10 Abweichung der Endmaßtemperatur von 20 °C

Die Unsicherheit der kalibrierten Temperaturfühler zur Messung der Endmaßtemperatur ist mit  $\pm 0,01 \text{ K}$  angegeben /11/. Diese Unsicherheit dominiert vom Beitrag her die Unsicherheit bei der Temperaturmessung der Endmaße. Andere Einflüsse, wie beispielsweise die Temperaturdifferenz zwi-

schen dem Endmaß und der Anschubplatte, die sich im Bereich von  $\pm 0,001$  K bewegt, sind vernachlässigbar klein /52/. Die Standardmeßunsicherheit der Endmaßtemperaturmessung beträgt

$$u(\Delta t) = \frac{0,01 \text{ K}}{\sqrt{3}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ K}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\Delta t} = \frac{\partial f}{\partial \Delta t} = l_n \cdot \alpha$	$c_{\Delta t} \cdot u(\Delta t) = 6,9 \cdot 10^{-8} \cdot l_n$

#### 4.4.2.11 Phasensprung bei der Reflexion am Endmaß

Die Norm DIN EN ISO 3650 empfiehlt, Endmaß und Anschubplatte aus dem selben Material zu wählen, um den Einfluß eines unterschiedlichen optischen Phasensprungs von Maß und Anschubplatte zu minimieren. Als Schätzwert für die durch den Phasensprung verursachte Standardmeßunsicherheit kann

$$u(\delta PS) = 3 \text{ nm}$$

angenommen werden /51/.

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta PS} = \frac{\partial f}{\partial \delta PS} = 1$	$c_{\delta PS} \cdot u(\delta PS) = 3 \text{ nm}$

#### 4.4.2.12 Einfluß der Oberflächenrauheit

Die Werte für die Rauheitskorrektur an der PTB liegen für gewöhnlich im Bereich von +10 nm bis +30 nm /5/. Daraus wird für die Unsicherheit basierend auf dem Einfluß der Oberflächenrauheit ein Wert von 10 nm abgeleitet. Unter Annahme einer Rechteckverteilung dieser Werte führt dies auf:

$$u(\delta R) = \frac{10 \text{ nm}}{\sqrt{3}} = 6 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta R} = \frac{\partial f}{\partial \delta R} = 1$	$c_{\delta R} \cdot u(\delta R) = 6 \text{ nm}$

#### 4.4.2.13 Einfluß des Anschubs

Endmaße sind in den seltensten Fällen perfekt auf der Anschubplatte angeschoben. Bei Messungen wurde eine Unsicherheit von 10 nm festgestellt, die durch den Anschub hervorgerufen wurde, woraus resultiert:

$$u(\delta A) = \frac{10 \text{ nm}}{\sqrt{3}} = 6 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta A} = \frac{\partial f}{\partial \delta A} = 1$	$c_{\delta A} \cdot u(\delta A) = 6 \text{ nm}$

#### 4.4.2.14 Einflüsse der Optik

Die Effekte, die durch die Fehler in der Optik hervorgerufen werden, sind durch eine Korrektur erfaßt worden (vgl. Abschnitt 3.2.2). Der verbleibende Restfehler bedingt durch Einfluß des Ebenheitsnormals auf das Korrekturverfahren wird auf  $\pm 5 \text{ nm}$  geschätzt, was auf

$$u(\delta OF) = 5 \text{ nm}$$

führt.

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta OF} = \frac{\partial f}{\partial \delta OF} = 1$	$c_{\delta OF} \cdot u(\delta OF) = 5 \text{ nm}$

#### 4.4.2.15 Ebenheit des Endmaßes

Wie unter 4.2.1 gezeigt, wirken sich unterschiedliche Festlegungen für den Ort des Mittenmaßes auf den Wert des Mittenmaßes aus, wenn die Meßfläche dort einen Längengradienten aufweist, der größer Null ist. Es wird angenommen, daß das Endmaß den größten Gradienten parallel zur kurzen Kante aufweist (Abbildung 4-6 zeigt ein Beispiel dafür). Dadurch erstreckt sich die maximale zulässige Abweichungsspanne für die Endmaße der Kalibrierklasse K von 90 nm über die Endmaßbreite von 9 mm (zu den Abmessungen eines Endmaßes vgl. DIN EN ISO 3650). Die maximale Steigung auf der Meßfläche beläuft sich dann auf  $90 \text{ nm}/9 \text{ mm} = 10 \text{ nm/mm}$ . Mit einer Ortsauflösung von etwa 0,3 mm kann der wahre Ort der betreffenden Größen um 0,3 mm verfehlt werden, womit sich eine Abweichung von  $0,3 \text{ mm} \cdot 10 \text{ nm/mm} = 3 \text{ nm}$  ergibt entsprechend einer Standardabweichung von 1,7 nm. Bei den Untersuchungen, die zu Beginn dieses Kapitels vorgestellt wurden, ergab sich ein maximaler Einfluß von 6 nm (Rechteckverteilung), woraus eine Standardmeßunsicherheit von 3,5 nm folgt; beide kombiniert ergeben rund 4 nm Standardmeßunsicherheit.

$$u(\delta E) = 4 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta E} = \frac{\partial f}{\partial \delta E} = 1$	$c_{\delta E} \cdot u(\delta E) = 4 \text{ nm}$

#### 4.4.2.16 Einfluß unterschiedlichen Anschubverhaltens bei verschiedenem Material von Maß und Anschubplatte

Wird ein Endmaß auf eine Anschubplatte angeschoben, treten durch die zwischen Endmaß und Anschubplatte wirkenden Kräfte Verformungen sowohl am Endmaß als auch an der Anschubplatte auf.

Abhängig vom Material sind diese Verformungen unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Unsicherheit, über die derartige Einflüsse berücksichtigt werden, läßt sich zu

$$u(\delta UM) = 5 \text{ nm}$$

abschätzen /51/.

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta UM} = \frac{\partial f}{\partial \delta UM} = 1$	$c_{\delta UM} \cdot u(\delta UM) = 5 \text{ nm}$

Damit sind alle benötigten Informationen vorhanden, um die Standardmeßunsicherheit für die Bestimmung des Mittenmaßes mit dem modifizierten Komparator anzugeben. Der besseren Übersicht wegen sind die Daten in einem Meßunsicherheitsbudget zusammengestellt:

Größe $X_i$	Schätzwert $x_i$	Standardmeß- unsicherheit $u(x_i)$	Sensitivitäts- koeffizient $c_i$	Unsicherheits- beitrag
$\lambda_1$	633 nm	$5 \cdot 10^{-9}$	$0,5 \cdot l_n$	$2,5 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\lambda_2$	543 nm	$2 \cdot 10^{-8}$	$0,3 \cdot l_n$	$6 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\lambda_3$	780 nm	$2 \cdot 10^{-8}$	$0,2 \cdot l_n$	$4 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$p_i$		$1 \cdot 10^{-2}$	320 nm	2 nm
$n_i$		$3 \cdot 10^{-8}$	$l_n$	$30 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\alpha$	$11,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$	$l_n \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ K}$	$3 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\Delta t$	$10 \cdot 10^{-3} \text{ K}$	$6 \cdot 10^{-3} \text{ K}$	$l_n \cdot 11,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$69 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\delta \Theta$	0	$4,1 \cdot 10^{-8}$	$l_n$	$41 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\delta B$	0	$4 \cdot 10^{-9}$	$l_n$	$4 \cdot 10^{-9} \cdot l_n$
$\delta OF$	0	5 nm	1	5 nm
$\delta E$	0	4 nm	1	4 nm
$\delta A$	0	6 nm	1	6 nm
$\delta R$	0	6 nm	1	6 nm
$\delta PS$	0	3 nm	1	3 nm
$\delta UM$	0	5 nm	1	5 nm

Daraus folgt eine Standardmeßunsicherheit von:

$$u_c(l) = \sqrt{(11 \text{ nm})^2 + (86 \cdot 10^{-9} \cdot l_n)^2}$$

#### 4.4.3 Erweiterte Meßunsicherheit

Die Standardmeßunsicherheit gibt die Qualität eines Meßergebnisses an. Häufig wird aber auch eine Größe benötigt, die einen Bereich um den (besten) Meßwert kennzeichnet, der erwartungsgemäß einen großen Anteil der Werte umfaßt, die der Meßgröße durch eine Messung vernünftigerweise als Ergebnis der Messung zugeschrieben werden können. Weiter oben (4.4) wurde dafür die erweiterte Meßunsicherheit  $U$  eingeführt, die sich aus der Meßunsicherheit  $u$  durch Multiplikation mit einem Erweiterungsfaktor  $k$  ergibt. Der Bereich  $\pm U$  um das Meßergebnis enthält dann eine Überdeckungswahrscheinlichkeit mit dem Erwartungswert der Meßgröße, die von der Art der Verteilung des Meß-

größe abhängt. In der Praxis kann diese Wahrscheinlichkeitsverteilung meistens annähernd als normal betrachtet werden, der Faktor  $k = 2$  entspricht dann einem Vertrauensniveau von 95%. Es gilt:

$$U = k \cdot u(y) \quad \text{Gleichung 4-4}$$

Der Erweiterungsfaktor wird so gewählt, daß das Unsicherheitsintervall

$$I_y = [y - U; y + U] \quad \text{Gleichung 4-5}$$

einen hohen Anteil an Werten überdeckt. Der überdeckte Anteil wird Überdeckungswahrscheinlichkeit  $P$  genannt. Damit erhält man für den modifizierten Komparator eine Erweiterte Meßunsicherheit von

$$U(l) = k \cdot u_c(l) = 2 \cdot \sqrt{(11 \text{ nm})^2 + (86 \cdot 10^{-9} \cdot l_n)^2} = \sqrt{(22 \text{ nm})^2 + (0,172 \cdot 10^{-6} \cdot l_n)^2}$$

Bei kurzen Endmaßen wird die Gesamtvarianz des neuen Meßverfahrens und damit die Unsicherheit für die auf 20 °C korrigierte Endmaßlänge fast ausschließlich durch die Unsicherheit der längenunabhängigen Glieder, wie z. B. dem Einfluß der Endmaßrauigkeit, bestimmt. Dieser Anteil läßt sich nur reduzieren, wenn die zugehörigen Einflüsse durch andere Messungen genauer ermittelt werden würden. Durch das vorgestellte Meßverfahren können sie nicht direkt erfaßt werden.

## 4.5 Abschätzen der Meßunsicherheit für die Abweichungsspanne

Die Vorgehensweise zur Abschätzung der Meßunsicherheit ist identisch mit der unter 4.4 beschriebenen. Auch hier muß zunächst ein mathematisches Modell aufgestellt werden.

### 4.5.1 Mathematisches Modell

Die Abweichungsspanne  $v$  kann als Differenz zweier Endmaßlängen aufgefaßt werden. Da die Bestimmung der Abweichungsspanne auf der Auswertung der Meßdaten, die mit nur einer Wellenlänge gewonnen wurden, beruht, entfällt eine Wichtung der Messung. In Anlehnung an 4.4.1 kann folgendes Modell gebildet werden:

$$v = (l_o - l_u) \\ = (z_o + p_o) \cdot \frac{\lambda_1}{2 \cdot n} - (z_u + p_u) \cdot \frac{\lambda_1}{2 \cdot n} + \delta OF + \delta E + \delta A + \delta R + \delta PS + \delta UM$$

Gleichung 4-6

Darin ist

$l_o, l_u$	die Längen des zu kalibrierenden Endmaßes bei der Bezugstemperatur $t = 20 \text{ °C}$
$\lambda_1$	die Vakuum-Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle ( $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ )
$z_o, z_u$	die jeweilige Anzahl der ganzen Interferenzordnungen
$p_o, p_u$	der jeweilige Interferenzbruchteil

Alle weiteren Größen siehe 4.4.1.



Längenänderungen infolge von Temperaturunterschieden, der Einfluß einer nicht exakten Autokollimation oder der Blendenkorrektur fallen in der Differenz heraus. Gleiches gilt für den Einfluß eines unterschiedlichen Phasensprungs von Endmaß und Anschubplatte sowie den Einfluß der Oberflächenrauheit und den Einfluß unterschiedlichen Anschubverhaltens bei verschiedenem Material von Maß und Anschubplatte. Wegen der geringen zu messenden Längen kann der Einfluß der Luftbrechzahl ignoriert werden. Gleichung 4-6 vereinfacht sich damit zu

$$v = ((z_o + p_o) - (z_u + p_u)) \cdot \frac{\lambda_1}{2} + \delta OF + \delta E + \delta A \quad \text{Gleichung 4-7}$$

Es besteht also der funktionale Zusammenhang

$$v = f(z_o, p_o, z_u, p_u, \lambda_1, \delta OF, \delta E, \delta A)$$

Mit Hilfe der Gleichung 4-7 und dem Unsicherheitsfortpflanzungsgesetz werden im nächsten Abschnitt die Beiträge der einzelnen Eingangsgrößen zu der Gesamtvarianz, deren positive Wurzel die Gesamtmeßunsicherheit darstellt, für Abweichungsspanne  $v$  ermittelt.

#### 4.5.2 Beiträge zur Gesamtvarianz

Alle weiteren Schritte zur Bestimmung der Meßunsicherheit laufen in gleicher Weise wie unter 4.4.2 ab. So ist auch hier die kombinierte Meßunsicherheit  $u_c(y)$  die positive Quadratwurzel der kombinierten Varianz  $u_c^2(y)$  und ist definiert als

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 u^2(x_i). \quad \text{Gleichung 4-3}$$

Die Beiträge der einzelnen Eingangsgrößen gemäß Gleichung 4-3 zur Gesamtvarianz  $u_c^2(y)$  können in den meisten Fällen direkt aus 4.4.2. übernommen werden. Schließlich gelten bei der Bestimmung der Abweichungsspanne dieselben Bedingungen wie bei der Bestimmung des Mittenmaßes. Der Einfluß der Ebenheit muß hingegen gesondert betrachtet werden.

##### 4.5.2.1 Laserwellenlänge

Standardmäßig wird der rote He-Ne-Laser ( $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ ) als Strahlungsquelle für die Bestimmung der Abweichungsspanne verwendet. Nach [4] kann  $v$  für die interessierenden Endmaße maximal 90 nm betragen. Der Einfluß der in 4.4.2.2 angegebenen Standardmeßunsicherheit von

$$u(\lambda_1) = 5 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda_1$$

auf  $v$  würde unterhalb der Nachweisbarkeitsgrenze liegen. Damit wird der Beitrag der Laserwellenlänge zur Gesamtvarianz zu Null.

##### 4.5.2.2 Ganzzahlige Interferenzordnungen

Die ganzen Interferenzordnungen sind nach der Methode der exakten Bruchteile bestimmt und haben daher keine Meßunsicherheiten.

$$u(z_o) = u(z_u) = 0$$

Die Beiträge der ganzzahligen Interferenzordnungen zur Gesamtvarianz werden damit zu Null.

#### 4.5.2.3 Interferenzbruchteile

Alle Meßwerte werden aus den Daten bestimmt, die während eines einzigen Meßvorgangs gewonnen wurden. Unter 4.4.2.6 wurde für die Unsicherheit bei der Bestimmung der Interferenzbruchteile ein Wert von  $1 \cdot 10^{-2}$  angegeben, der auch hier gilt:

$$u(p_o) = u(p_u) = 1 \cdot 10^{-2}$$

Sensitivitätskoeffizient:

$$\frac{\partial f}{\partial p_o} = c_{p_o} = \frac{\partial f}{\partial p_u} = c_{p_u} = \frac{\lambda_1}{2}$$

Die Bruchteile  $p_o$  und  $p_u$  sind nicht korreliert.

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{p_o} = 316,5 \text{ nm}$	$c_{p_o} \cdot u(p_o) = 3 \text{ nm}$
$c_{p_u} = 316,5 \text{ nm}$	$c_{p_u} \cdot u(p_u) = 3 \text{ nm}$

#### 4.5.2.4 Ebenheit des Endmaßes

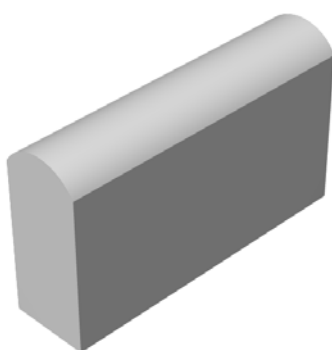


Abbildung 4-25: Endmaß mit balliger Meßfläche

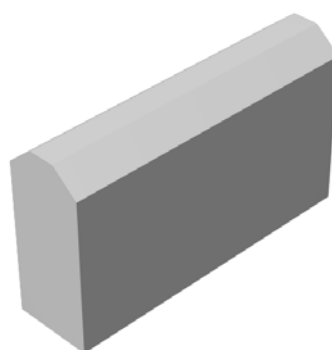


Abbildung 4-26: Näherung der balligen Meßfläche durch drei Flächen

Endmaße weisen herstellungsbedingt häufig leicht ballige Meßflächen auf. Zudem wurde bei den untersuchten Endmaßen mindestens einer der beiden Extremwerte in der Nähe der Endmaßkante

lokalisiert. Damit wirkten sich bei den untersuchten Maßen Längengradienten im Kantenbereich der Meßfläche stark auf das Ergebnis aus. Der Einfluß der Ebenheit, wie er unter 4.4.2.15 dargestellt wurde, kann hier so nicht geltend gemacht werden: Anders als im Abschnitt 4.4.2.15 wird angenommen, daß das Endmaß ballige Meßflächen aufweist. Der größte Längengradienten soll aber weiterhin parallel zur kurzen Kante verlaufen (Abbildung 4-25 zeigt ein Beispiel dafür). Im Bereich des Mitteßmaßes weisen solche Endmaße einen sehr kleinen Längengradienten auf, zum Rand hin nimmt dessen Wert jedoch zu. Indem man als Näherung die ballige Meßfläche (Abbildung 4-25) durch drei ebene Flächen ersetzt (Abbildung 4-26) läßt sich ein Schätzwert für den Einfluß der Ebenheit finden. Durch diese Vereinfachung erstreckt sich die maximale zulässige Abweichungsspanne für die Endmaße der Kalibrierklasse K von 90 nm nicht mehr über die volle Endmaßbreite von 9 mm, sondern

nur über etwa 3 mm. Die maximale Steigung auf der Meßfläche beläuft sich dann auf  $90 \text{ nm}/3 \text{ mm} = 30 \text{ nm/mm}$ . Mit einer Ortsauflösung von etwa 0,3 mm kann der wahre Ort der betreffenden Größen um 0,3 mm verfehlt werden, womit sich eine Abweichung von  $0,3 \text{ mm} \cdot 30 \text{ nm/mm} = 9 \text{ nm}$  ergibt, entsprechend einer Standardabweichung von 5,1 nm. Dieser theoretische Wert muß nach /51/ mit der aus den Meßreihen zur Untersuchung der Abweichungsspanne (4.2.3) gewonnenen Standardmeßunsicherheit kombiniert werden. Diese Meßreihen lieferten nach der Korrektur des Auswertebereichs einen maximalen Einfluß (i.e. Streubreite) von etwa 10 nm (Rechteckverteilung), woraus eine Standardmeßunsicherheit von 5,8 nm folgt. Die Kombination der beiden Werte ergibt rund 8 nm Standardmeßunsicherheit.

$$u(\delta E) = \sqrt{5,1 \text{ nm}^2 + 5,8 \text{ nm}^2} \approx 8 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta E} = \frac{\partial f}{\partial \delta E} = 1$	$c_{\delta E} \cdot u(\delta E) = 8 \text{ nm}$

#### 4.5.2.5 Einfluß des Anschubs

Es gilt das unter 4.4.2.13 dargelegte:

$$u(\delta A) = \frac{10 \text{ nm}}{\sqrt{3}} = 6 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta A} = \frac{\partial f}{\partial \delta A} = 1$	$c_{\delta A} \cdot u(\delta A) = 6 \text{ nm}$

#### 4.5.2.6 Einflüsse der Optik

Die Effekte, die durch die Fehler in der Optik hervorgerufen werden, sind durch eine Korrektur erfaßt worden (vgl. Abschnitt 3.2.2). Der verbleibende Restfehler wirkt sich auch auf die Bestimmung der Abweichungsspanne  $v$  aus.

$$u(\delta OF) = 5 \text{ nm}$$

Sensitivitätskoeffizient:	Unsicherheitsbeitrag:
$c_{\delta OF} = \frac{\partial f}{\partial \delta OF} = 1$	$c_{\delta OF} \cdot u(\delta OF) = 5 \text{ nm}$

Damit sind alle benötigten Informationen vorhanden, um die Standardmeßunsicherheit für die Abweichungsspanne anzugeben:

Größe $X_i$	Schätzwert $x_i$	Standardmeß- unsicherheit $u(x_i)$	Sensitivitäts- koeffizient $c_i$	Unsicherheits- beitrag
$p_o$		$1 \cdot 10^{-2}$	$\lambda_1/2$	3 nm
$p_u$		$1 \cdot 10^{-2}$	$\lambda_1/2$	3 nm
$\delta OF$	0	5 nm	1	5 nm
$\delta E$	0	8 nm	1	8 nm
$\delta A$	0	6 nm	1	6 nm
$v$				12 nm

Der Wert der Standardmeßunsicherheit beträgt

$$\underline{u_c(v) = 12 \text{ nm} .}$$

#### 4.5.3 Erweiterte Meßunsicherheit

Die erweiterte Meßunsicherheit wird wie unter 4.4.3 beschrieben gebildet. Weiterhin wird der bei Kalibrierungen übliche Standardüberdeckungsfaktor  $k = 2$  verwendet. Damit erhält man für den modifizierten Komparator eine Erweiterte Meßunsicherheit von

$$\underline{U(v) = k \cdot u_c(v) = 2 \cdot 12 \text{ nm} = 24 \text{ nm}}$$

für die Abweichungsspanne.

#### 4.6 Abschätzen der Meßunsicherheit für die Ebenheitsabweichung

Sicherlich ist es möglich, die Meßunsicherheit für die Ebenheitsabweichung  $f_d$  nach inzwischen bekannter Vorgehensweise abzuschätzen. Betrachtet man jedoch, wie die Ebenheitsabweichung bestimmt wird (vgl. Abschnitt 3.2.3), wird die Ähnlichkeit des Verfahrens mit dem zur Bestimmung der Abweichungsspanne offenkundig: Im Grunde sind beide Verfahren identisch. Für die Abschätzung der Meßunsicherheit sind die Eingangsgrößen in beiden Fällen gleich, lediglich der Einfluß des Anschubs hat keinen Einfluß auf die Meßunsicherheit, da bei der Ebenheitsabweichung nur Phasenwerte bezogen auf die Meßfläche des Endmaßes untersucht werden. Streicht man den Unsicherheitsbeitrag für den Einfluß des Anschubs aus dem Unsicherheitsbudget, erhält man die Standardmeßunsicherheit für die Ebenheitsabweichung:

Größe $X_i$	Schätzwert $x_i$	Standardmeß- unsicherheit $u(x_i)$	Sensitivitäts- koeffizient $c_i$	Unsicherheits- beitrag
$p_o$		$1 \cdot 10^{-2}$	$\lambda_1/2$	3 nm
$p_u$		$1 \cdot 10^{-2}$	$\lambda_1/2$	3 nm
$\delta OF$	0	5 nm	1	5 nm
$\delta E$	0	8 nm	1	8 nm
$f_d$				10 nm

$$\underline{u_c(f_d) = 10 \text{ nm}}$$

Die erweiterte Meßunsicherheit beträgt

$$\underline{\underline{U(f_d) = 20 \text{ nm}}}.$$

## 4.7 Betrachtung der Ergebnisse

Zusammenfassend kann anhand der gewonnenen Ergebnisse über dieses Meßsystem gesagt werden, daß sowohl die Werte für das Mittenmaß als auch für die Ebenheitsabweichung sowie die Abweichungsspanne mit hoher Reproduzierbarkeit gewonnen werden. Dabei spielt es keine Rolle, wie sich das Endmaß während der Messung im Komparator befindet. Ein Vergleich mit dem bisherigen Verfahren lieferte eine sehr gute Übereinstimmung der auf beide Weise gewonnenen Ergebnisse, so daß die Meßdaten des neuen Verfahrens auf diese Weise verifiziert wurden.

Es zeigte sich, daß die Topographie der Meßfläche zusammen mit der relativ groben Ortsauflösung der Kamera einen Einfluß auf die Streubreite der Meßwerte für das Mittenmaß hat. Abhilfe ließe sich hier z. B. durch den Einsatz einer höher auflösenden Kamera schaffen. Denkbar sind auch Sub-Pixeling-Methoden, mit denen die Endmaßgeometrie genauer nachgebildet werden kann. In beiden Fällen ist dafür ein erhöhter Rechenaufwand nötig. Im Zuge der Fortschritte im IT-Bereich werden immer leistungsfähigere (Auswerte-)Rechner verfügbar, mit denen sich dieses Mehr an Rechenaufwand ohne zeitliche Verluste bewältigen ließe.

Insgesamt ist es gelungen, mit dem neuen Verfahren den Beobachter von der Messung vollständig zu entkoppeln und so die Meßergebnisse auf eine objektivere Basis zu stellen: Wie die Meßdaten zeigen, werden übereinstimmende Meßergebnisse unabhängig von der Lage des Endmaßes im Gesichtsfeld gefunden. Damit ist eine exakte Positionierung des Maßes im Komparator durch den Beobachter nicht notwendig. Die Orte der Meßpunkte werden selbsttätig durch das Auswerteprogramm bestimmt, wodurch ein manuelles Anfahren von Meßmarken überflüssig wird. Mögliche Einflüsse auf das Meßergebnis durch nicht exaktes Anfahren von bestimmten Meßpunkten werden so wirkungsvoll ausgeschlossen.

## 5 Schlußbetrachtung

Ziel der vorliegenden Arbeit war, einen Interferenzkomparator so zu modifizieren, daß es möglich wird, kurze Parallelendmaße bis 100 mm Länge schnell, komfortabel und automatisch zu kalibrieren. Zugleich sollten erstmals alle wichtigen Kenngrößen inklusive einer Topographie der Endmaßmeßfläche in einem einzigen Meßvorgang bestimmt werden können.

Zusammengefaßt sollten durch die Modifizierung folgende Verbesserungen für den Meßbetrieb erreicht werden:

- Zügiger und vollautomatischer Ablauf der Messung. Entlastung des Meßpersonals von der anstrengenden Meßtätigkeit durch die Automatisierung.
- Die Interferenzauswertung erfolgt objektiv und mit hoher Reproduzierbarkeit.
- Die gesamte Topographie von Endmaßoberflächen kann erfaßt werden. Dadurch wird es möglich, Endmaße nach objektiven Qualitätskriterien beurteilen zu können.
- Die Meßunsicherheit kann verringert werden, weil die systematischen Abweichungen des Interferometers erfaßt werden können.

Die Bestimmung der Maßlänge mit dem neuen Aufbau zur interferometrischen Endmaßkalibrierung soll weiterhin über die so genannte Koinzidenzmethode erfolgen. Anders als bislang wird jedoch nicht mehr nur das Mittenmaß als einziger Meßwert bestimmt, sondern es wird der gesamte interessierende Bereich des Gesichtsfeldes vermessen. Für die notwendige flächige Interferenzphasenbestimmung wurde als Verfahren die Phasenverschiebungsinterferometrie auf Basis des Carré-Algorithmus gewählt. Dieser Algorithmus stellt einen guten Kompromiß zwischen Störsicherheit und Verarbeitungsaufwand dar.

Als grundlegende Voraussetzung mußte zunächst ein vorhandener Interferenzkomparator für die Phasenverschiebungsinterferometrie umgerüstet werden. Geräteseitig erforderte dies eine Einrichtung für die Phasenverschiebung. Im vorliegenden Fall konnte dafür auf eine bereits vorhandene, für die Arbeit vorbereitete Lösung zurückgegriffen werden, bei der über ein geregeltes Piezostellglied der Referenzspiegel des Interferenzkomparators definiert verstellt werden kann.

Für die Aufnahme der Intensitätsbilder wurde eine im Labor 5.13 der PTB bewährte Diodenmatrix-Kamera verwendet. Die wesentliche Eigenschaft dieser Kamera, die beim Einsatz für die Phasenverschiebungsinterferometrie zum Tragen kommt, ist ein ausreichend lineares Verhalten zwischen Eingangs- und Ausgangssignal.

Es zeigte sich, daß die vorhandene Strahlungsquelle – eine  $^{114}\text{Cd}$ -Wellenlängennormallampe mit nachgeschaltetem Monochromator – nicht weiter verwendet werden konnte, da ihre Leuchtstärke nicht ausreichte, um zusammen mit der gewählten Kamera brauchbare Signale zu liefern. Bei der Neukonzeption der Lichtquelle mußte beachtet werden, daß die für die Messung benötigten drei Wellenlängen mit ausreichender Helligkeit sowie der nötigen Frequenzstabilität zur Verfügung gestellt

werden können. Für die neue Lichtquelle wurden als Strahlungsquellen drei frequenzstabilisierte Laser ( $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 543 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 780 \text{ nm}$ ) ausgewählt. Das Licht der drei räumlich getrennten Laser muß unabhängig von der gewählten Wellenlänge an der selben Stelle in den Komparator eingebracht werden, wozu ein Multimode-Lichtwellenleiter ausgewählt wurde. Über einen optischen Aufbau lassen sich die Lichtstrahlen der Laser auf das Ende dieses Multimode-Lichtwellenleiters fokussieren. Die einzelnen Wellenlängen können durch mechanische Verschlüsse geschaltet werden. Bedingt durch den verwendeten Lichtwellenleitertyp, weist das aus der Faser austretende Licht Speckle auf, die über einen faseroptischen Speckle-Mischer entfernt werden. Bei diesem Speckle-Mischer handelt es sich um ein Tauchspulensystem, das einen Teil des Lichtwellenleiters mechanisch anregt und so die Moden des Leiters ändert.

Der gesamte Meßvorgang wird von einem Steuer- und Auswerterechner überwacht. Dieser Rechner steuert die Diodenmatrix-Kamera, deren Bilder eingelesen werden, die Phasenverschiebevorrichtung, die mechanischen Verschlüsse zur Selektion der Wellenlänge sowie die Sensoren im Komparator zur Erfassung der Zustandsgrößen der Luft und der Endmaßtemperatur. Über die Klimadaten kann der Einfluß der Luftbrechzahl auf die Meßwellenlängen berücksichtigt werden. Die Messung der Endmaßtemperatur ist notwendig, um die ermittelte Endmaßlänge auf eine Endmaßtemperatur von  $20^\circ\text{C}$  umzurechnen.

Für die Steuerung des Meßablaufs und die anschließende Auswertung der angefallenen Daten mußte ein leistungsfähiges Programm entwickelt werden. Dieses Steuer- und Auswerteprogramm ist zweistufig ausgelegt: In einem ersten Schritt werden aus den aufgenommenen Intensitätsbildern der Kamera Bilder der Interferenzbruchteile berechnet. Diese Bilder – Phasenbilder genannt – müssen in einem zweiten Schritt aufbereitet werden, bevor in einem abschließenden Vorgang die interessierenden Größen aus ihnen gewonnen werden können. Die Bildaufbereitung nimmt eine Schlüsselposition ein: die Berechnung der Interferenzphase nach dem Carré-Algorithmus erfolgt über eine arctan-Funktion. Durch Fallunterscheidungen lassen sich Werte der berechneten Interferenzphasen im Bereich zwischen  $0$  und  $2\pi$  bzw.  $0$  und  $360^\circ$  angeben. Umfaßt das Interferenzbild stärkere Modulationen der Interferenzphase, so treten für Werte größer als  $2\pi$  oder kleiner als  $0$  Sprünge auf, die durch zusätzliche Berechnungen eliminiert werden müssen. Dafür wurde ein neuartiger Algorithmus entwickelt. Anders als bisher übliche Verfahren, bei denen die benachbarten Pixel eines Bildelementes miteinbezogen werden, um einen kontinuierlichen Phasenverlauf nachzubilden, wird hierbei das Phasenbild ganzheitlich behandelt. Über Anpassungen an Ausgleichsebenen und gezieltes Addieren von ganzzahligen Vielfachen von  $2\pi$  wird der gewünschte Phasenverlauf modelliert. Auf diese Weise konnte der Rechenaufwand im Vergleich mit den bisherigen Verfahren erheblich reduziert werden.

Um aus den drei Phasenbildern die Meßwerte ( $l_c, f_o, f_u, v, f_d$ ) bestimmen zu können, muß zuvor eine Objekterkennung stattfinden, durch die eindeutig der Bereich der Endmaßmeßfläche vom Bereich der

Anschubplatte unterschieden wird. Hierfür wurde eine Prozedur entwickelt und im Auswerteprogramm implementiert, die unter Ausnutzung der bekannten Geometrie des Endmaßes schnell die Lage des Maßes im Gesichtsfeld detektiert. Darüber hinaus werden im Rahmen der Objekterkennung mittels einer Korrektur-Prozedur Bildpunkte, die zu einer Verfälschung des Ergebnisses führen können, von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. So müssen Bildpunkte, die außerhalb des auszuwertenden Bereichs liegen, ebenso sicher erkannt werden wie Bildpunkte, die im Phasenbild den Bereich eines Temperaturfühlers einnehmen, der an das Endmaß angeklemt sein kann. Da diese Bildpunkte weder dem Endmaß noch der Anschubplatte zugeordnet werden können, dürfen sie nicht für Messungen herangezogen werden. Auch werden mögliche Fehler bei der Interferenzbruchteilbestimmung durch die Korrektur-Prozedur erfaßt und von der Auswertung ausgeschlossen. Erst nachdem die Bilddaten in geeigneter Form aufbereitet sind, können die Meßwerte für das Mittenmaß  $l_c$ , die Abweichungsspanne  $v$  und die Ebenheitsabweichung  $f_d$  angegeben werden. Zusätzlich erhält man die vollständige Topographie der Meßfläche, was mit dem bisherigen Meßverfahren nicht möglich ist (Abbildung 5-1).

Der gesamte Meßvorgang läuft selbständig ohne Einflußnahme des Meßpersonals ab. Die Kommunikation zwischen dem Rechner und dem Meßpersonal findet über eine leicht zu bedienende, graphische Benutzeroberfläche statt, die eigens für diesen Meßaufbau entworfen wurde.

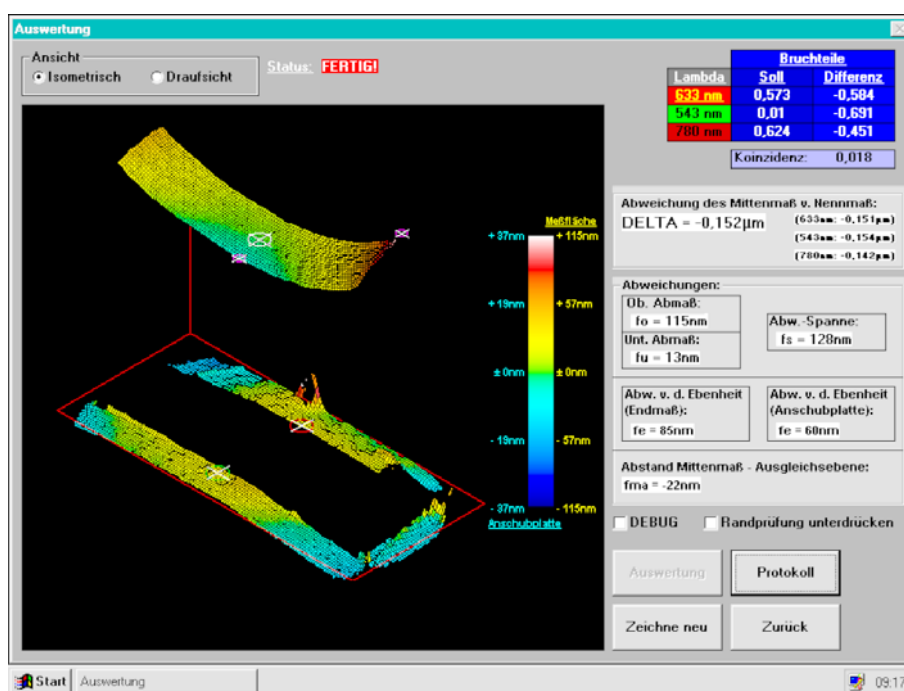


Abbildung 5-1: Anzeige der Meßergebnisse am Ende des Meßvorgangs

Im Rahmen einer eingehenden Untersuchung des neuen Aufbaus wurde zunächst die Funktion des Auswerteprogramms überprüft. Damit sollte getestet werden, unter welchen Bedingungen Endmaße noch erkannt werden. Es zeigte sich, daß alle verfügbaren Endmaße und Anschubplatten unabhängig vom Material, aus dem sie bestehen, sicher identifiziert wurden. Auch die Lage des Endmaßes im Gesichtsfeld hatte keinen negativen Einfluß auf die Kantenfindung.

Der Algorithmus zur Streifenkorrektur arbeitet ebenfalls einwandfrei. Erst wenn die Anzahl Interferenzstreifen im Gesichtsfeld größer als 10 Streifen wurde, versagte erwartungsgemäß der Auswertalgorithmus. Im Meßbetrieb stellt dies jedoch keine Einschränkung dar, weil für die Endmaßkalibrie-



rung möglichst Streifenlosigkeit eingestellt wird, sicher aber nicht mehr als zwei Interferenzstreifen vorhanden sind.

Für eine Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Messungen wurde wiederholt der Wert der selben Meßgröße bestimmt, um danach die gewonnen Werte einer näheren Betrachtung zu unterziehen. Die wichtigste Größe, die mit einem Endmaß weitergegeben wird, ist das Mittenmaß. Bei der Messung verschiedener Endmaße zeigte sich, daß die Standardabweichungen der Ergebnisse für das Mittenmaß im Bereich von 0 nm bis 3,7 nm lagen und die Streubreiten Werte von  $\pm 0$  nm bis  $\pm 5$  nm annahmen. Ein Zusammenhang zwischen den festgestellten Abweichungen und der Endmaßlänge bestand jedoch nicht, denn das längste gemessene Endmaß wies die geringste Streuung der Meßwerte auf. Als maßgebliche Ursache für die Streuung lies sich die ausgeprägte Topographie der Endmaßmeßflächen ausmachen: Je größer der Gradient der Oberflächenneigung im Bereich des Ortes des Mittenmaßes ist, desto stärker wirkt sich eine Fehlbestimmung des angenommenen Ortes des Mittenmaßes auf das Meßergebnis aus. Zusammen mit der Ortsauflösung der Kamera von 0,3 mm folgt, daß die Differenz der gefundenen Längenwerte zwischen zwei benachbarten Kamerapixeln beim Endmaß mit dem größten lokalen Gradienten der Oberfläche rein rechnerisch bis zu 6 nm betragen konnte. Für die untersuchten Endmaße der Kalibrierklasse K ergaben sich Streubreiten der Meßwerte von maximal  $\pm 2$  nm, die größte Standardabweichung betrug lediglich 1,2 nm.

Neben dem Mittenmaß wird mit dem neuen Meßverfahren gleichzeitig auch die Ebenheitsabweichung bestimmt. Für diese Bestimmung mußte zunächst der auszuwertende Bereich des Bildfeldes, der für die Ebenheitsabweichung herangezogen wird, in Einklang mit der Norm DIN EN ISO 3650 reduziert werden. Denn Voruntersuchungen zur Ermittlung der Ebenheitsabweichung ergaben, daß ohne Reduktion des Auswertebereichs die Meßwerte im Bereich von  $\pm 1$  nm bis  $\pm 17$  nm um das arithmetische Mittel streuten. Die zugehörigen Standardabweichungen lagen zwischen 1,2 nm und 6,7 nm. Der Grund für die Streuungen lag dabei in der Auswahl der Werte, die vom Programm für die Ebenheitsabweichung herangezogen wurden: Phasenwerte von Bildpunkten, die nahe an der Endmaßkante liegen, können durch den Einfluß der Endmaßkante (Randabfall) verfälscht werden. Durch eine Reduzierung des Auswertebereichs wurden die Punkte, die direkt an der Endmaßkante liegen, von der Bestimmung der Ebenheitsabweichung ausgeschlossen, wodurch sich die Ergebnisse stabilisierten. Bei der Reduzierung des Meßbereichs wurde darauf geachtet, daß die in der Norm DIN EN ISO 3650 vorgeschriebene Mindestgröße der auszuwertenden Meßfläche nicht unterschritten wird. Die Streubreiten für die gemessene Ebenheitsabweichung bewegten sich im Bereich von  $\pm 2$  nm, nachdem der auszuwertende Bereich eingeschränkt wurde.

Zusätzlich zum Mittenmaß und der Ebenheitsabweichung erhält man mit dem neuen Meßverfahren die Abweichungsspanne für das untersuchte Endmaß. Zur Bestimmung der Abweichungsspanne wur-

de der gleiche, reduzierte Auswertebereich herangezogen, über den auch die Ebenheitsabweichung ermittelt wurde. Es zeigte sich auch hier durch Voruntersuchungen, daß ohne Verringerung des Auswertebereichs größere Variationen der Streubreiten und Standardabweichungen für die Werte der Abweichungsspannen gefunden wurden. Der Grund für diese Streuungen ist ähnlich gelagert wie der für die Streuungen der Ebenheitsabweichungen, so daß durch den eben beschriebenen Ausschluß der Punkte, die direkt an der Endmaßkante liegen, sich die Ergebnisse der Abweichungsspanne ebenfalls stabilisieren. Die Streubreite für die Meßwerte sank durch die Verringerung des Auswertebereichs auf  $\pm 2$  nm.

Insgesamt zeigte sich, daß eine Reduktion des Auswertebereichs in Übereinstimmung mit der DIN EN ISO 3650 zu einer besseren Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse bei der Bestimmung der Ebenheitsabweichung als auch der Abweichungsspanne führte. Daher wurde die Routine zur Verringerung des Auswertebereichs fest in das Auswerteprogramm integriert.

Geklärt wurde auch, ob die Lage des Endmaßes im Gesichtsfeld einen Einfluß auf die zu messenden Größen hat. Um dies zu überprüfen, wurden einige Endmaße in einer ersten Meßreihe gerade liegend im Komparator kalibriert und in anschließend in einem zweiten Durchgang schräg in den Komparator gelegt und abermals vermessen. Sowohl die Ergebnisse für das Mittenmaß, die Ebenheitsabweichung als auch für die Abweichungsspanne deckten sich dabei, gleichgültig, wie die Lage im Gesichtsfeld war. Ein störender Einfluß auf die Bestimmung der interessierenden Größen ließ sich nicht feststellen.

Zum Abschluß der Untersuchungen wurde das neue Meßverfahren mit dem bisherigen Verfahren zur fundamental interferentiellen Längenmessung verglichen. Dazu wurden die Mittenmaße von Prüflingen unterschiedlicher Nennmaße mit beiden Verfahren bestimmt und die gefundenen Werte gegenübergestellt. Diese Untersuchungen ergaben, daß die Meßabweichungen bezogen auf den Differenzwert, der mit dem bisherigen Verfahren ermittelt wurde, immer unterhalb von  $\pm 15$  nm lagen, bei den meisten Endmaßen sogar unterhalb von  $\pm 10$  nm. Ein signifikanter Zusammenhang zwischen der Differenz der gemessenen Längenwerte und der zugehörigen Endmaßlänge konnte nicht entdeckt werden, deutliche systematische Abweichungen ließen sich nicht feststellen.

Zusammenfassend kann anhand der gewonnenen Ergebnisse über dieses Meßsystem gesagt werden, daß sowohl die Werte für das Mittenmaß als auch für die Ebenheitsabweichung sowie die Abweichungsspanne unabhängig von der verwendeten Maßverkörperung mit guter Reproduzierbarkeit gewonnen werden. Ein Vergleich mit dem bisherigen Verfahren lieferte eine gute Übereinstimmung der auf beide Weise gewonnenen Ergebnisse, so daß die Meßdaten des neuen Verfahrens auf diese Weise verifiziert wurden.

Es zeigte sich, daß die Topographie der Meßfläche zusammen mit der relativ groben Ortsauflösung der Kamera einen Einfluß auf die Streubreite der Meßwerte für das Mittenmaß, die Ebenheitsabweichung und die Abweichungsspanne hat. Abhilfe ließe sich hier z. B. durch den Einsatz einer höher auflösenden Kamera schaffen. Denkbar sind auch Sub-Pixeling-Methoden, mit denen die Endmaßgeometrie genauer nachgebildet werden kann. In beiden Fällen ist dafür ein erhöhter Rechenaufwand nötig. Im Zuge der Fortschritte im IT-Bereich werden immer leistungsfähigere (Auswerte-)Rechner verfügbar, mit denen sich dieses Mehr an Rechenaufwand ohne zeitliche Verluste bewältigen ließe.

Abschließend wurde mit Hilfe der Untersuchungsergebnisse für den modifizierten Endmaßkomparator eine detaillierte Unsicherheitsanalyse erstellt. Danach ergab sich für die Bestimmung des Mittenmaßes Standardmeßunsicherheit, die in Abhängigkeit vom Endmaßlänge bei

$$u_c(l) = \sqrt{(11 \text{ nm})^2 + (86 \cdot 10^{-9} \cdot l_n)^2}$$

liegt. Mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = 2$  erhält man für den modifizierten Komparator eine erweiterte Meßunsicherheit von

$$U(l) = k \cdot u_c(l) = 2 \cdot \sqrt{(11 \text{ nm})^2 + (86 \cdot 10^{-9} \cdot l_n)^2} = \sqrt{(22 \text{ nm})^2 + (0,172 \cdot 10^{-6} \cdot l_n)^2}$$

Bei kurzen Endmaßen wird die Gesamtvarianz des neuen Meßverfahrens und damit die Unsicherheit für die auf 20 °C korrigierte Endmaßlänge fast ausschließlich durch die Unsicherheit längenunabhängigen Glieder, wie z. B. dem Einfluß der Endmaßrauigkeit, bestimmt. Dieser Anteil läßt sich nur reduzieren, wenn die zugehörigen Einflüsse durch andere Messungen genauer ermittelt werden würden. Durch das vorgestellte Meßverfahren können sie nicht direkt erfaßt werden.

Insgesamt wurden durch die Modifizierung die folgenden, angestrebten Verbesserungen für den Meßbetrieb erreicht:

- ✓ Zügiger und vollautomatischer Ablauf der Messung. Entlastung des Meßpersonals von der anstrengenden Meßtätigkeit durch die Automatisierung: Da bei der Auswertung weitestgehend auf rechenintensive Vergleiche zwischen den einzelnen Bildpunkten verzichtet wurde, erfolgt die Auswertung sehr schnell, ohne dabei eine besonders leistungsfähige Hardware zu benötigen. Der gesamte Kalibriervorgang dauert nicht ganz 60 s, wobei das Gewinnen der zwölf Einzelaufnahmen für die Berechnung der drei Phasenbilder den größten Teil der Zeit in Anspruch nimmt. Als Resultate des Meßvorgangs liegen am Ende neben der Abweichung vom Mittenmaß zusätzlich Meßwerte für die Abweichung von der Ebenheit und die Abweichungsspanne sowie einer graphischen Darstellung der vollständigen Topographie der Endmaßmeßfläche und dem sichtbaren Teil der Anschubplatte vor (Abbildung 5-1). Im Gegensatz dazu nahm die visuelle Endmaßkalibrierung mit halbautomatischer Auswertung pro Endmaß mindestens 5 min in Anspruch und lieferte lediglich den Wert für das Mittenmaß.

Parallelendmaße lassen sich mit diesem System sehr komfortabel vollautomatisch kalibrieren. Das Meßpersonal muß lediglich das Endmaß grob im Komparator positionieren, einige einfache

Grundeinstellungen (z. B. Einstellen der Streifenlosigkeit) vornehmen, den Meßvorgang starten und ist danach von der Messung entkoppelt. Alle Meßwerte werden durch das Programm selbstständig ermittelt, das Meßpersonal hat keinen Einfluß auf die Ergebnisse.

- ✓ Die Interferenzauswertung erfolgt objektiv und mit hoher Reproduzierbarkeit: Durch die Entkopplung des Meßpersonals von der Messung ist die subjektive Komponente vom Meßvorgang ausgeschlossen. So sind beispielsweise Fehleinschätzungen bei der Bestimmung der Interferenzstreifenlage im Gesichtsfeld nicht mehr möglich. Konnte mit dem bisherigen Verfahren der Interferenzbruchteil bis auf etwa  $1/30$  Interferenzordnung geschätzt werden, erreicht die Auflösung der Bruchteilbestimmung Werte von weniger als  $1/100$  Interferenzordnung, die zugehörige Standardmeßunsicherheit beträgt etwa  $1 \cdot 10^{-2}$ .
- ✓ Die gesamte Topographie von Endmaßoberflächen kann erfaßt werden. Dadurch wird es möglich, Endmaße nach objektiven Qualitätskriterien beurteilen zu können: Mit dem bisherigen Verfahren konnten lediglich anhand des Verlaufs der Interferenzstreifen im beobachteten Bild Rückschlüsse auf die Form der Meßfläche gezogen werden. Für die Beurteilung dieser Streifenverläufe ist ein hohes Maß an Erfahrung notwendig, quantitative Aussagen lassen sich aber nur schwer treffen. Am Ende des Meßvorgangs mit dem neuen Verfahren liegt für jeden Punkt der Meßfläche ein echter Meßwert vor. Diese Meßwerte können abgespeichert und für weitergehende Auswertungen herangezogen werden. Im vorliegenden Zustand des neuen Verfahrens werden diese Meßwerte für eine graphische Darstellung der Meßflächen verwendet.
- ✓ Die Meßunsicherheit kann verringert werden, weil die systematischen Abweichungen des Interferometers erfaßt werden können: Die systematischen Abweichungen des Komparators können mit einer Referenzmessung bestimmt werden und anschließend in Form einer Wertematrix im Speicher des Steuer- und Auswerterechners abgelegt werden. Bei jeder nachfolgenden Messung besteht die Möglichkeit, die einmal bestimmten systematischen Abweichungen vom Meßergebnis abzuziehen und so den Einfluß der Abweichungen zu verringern. Durch routinemäßige Bestimmungen der systematischen Abweichungen können außerdem Veränderungen der Meßeigenschaften des Komparators festgestellt werden.

Der Aufwand für die Umrüstung des vorhandenen Komparators hielt sich in vertretbaren Grenzen, da große Eingriffe am Komparator selbst vermieden werden konnten. Es wurden in erster Linie Komponenten in der Peripherie hinzugefügt bzw. erneuert. Demgegenüber steht eine deutliche Verbesserung der Meßqualität und eine spürbare Entlastung des Meßpersonals. Die eingangs gesteckten Ziele wurden vollständig erreicht, so daß die Umstellung des gesamten Meßbetriebs für die Endmaßkalibrierung an der PTB auf dieses neue Verfahren sicherlich sinnvoll ist.

## Anhang A – Subtraktion von Ausgleichsebenen

Für die Auswertung der Interferenzphasenbilder ist es häufig nötig, Subtraktionen von Ausgleichsebenen vorzunehmen. Dafür wird eine ebene Funktion der Form

$$f(x, y) = a \cdot x + b \cdot y + c \quad \text{Gleichung A-1}$$

gesucht, um die sich die beobachtete Verteilung der Interferenzphase in Abhängigkeit der Pixel-Koordinaten  $x$  und  $y$  möglichst eng gruppiert.

Über eine Regressionsrechnung lassen sich die Ausgleichsebenen bestimmen. Für jeden Meßwert  $z_i$  der Interferenzphase gilt die Beziehung

$$z_i + v_i = \alpha \cdot x_i + \beta \cdot y_i + \gamma, \quad i = 0, 1, 2, \dots, n \quad \text{Gleichung A-2}$$

Die Berechnung der Koeffizienten  $a$ ,  $b$ , und  $c$  als Schätzwerte für die theoretischen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  erfolgt nach der Gauß'schen Methode der kleinsten Quadrate [52]. Nimmt die Summe der Quadrate der  $v_i$  ein Minimum an, werden die  $a$ ,  $b$ , und  $c$  gleich den  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ .

$$\sum_{i=1}^n v_i^2 = \text{Minimum} \quad \text{Gleichung A-3}$$

Bildet man diese Summe aus Gleichung A-2 durch Quadrieren und Aufsummieren über alle  $n$ , so erhält man

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n v_i^2 &= a^2 \sum_{i=1}^n x_i^2 + 2ab \sum_{i=1}^n x_i y_i + 2ac \sum_{i=1}^n x_i - 2a \sum_{i=1}^n x_i z_i \\ &\quad + b^2 \sum_{i=1}^n y_i^2 + 2bc \sum_{i=1}^n y_i - 2b \sum_{i=1}^n y_i z_i \\ &\quad + nc^2 - 2c \sum_{i=1}^n z_i \\ &\quad + \sum_{i=1}^n z_i^2 \\ &= f(a, b, c) \end{aligned} \quad \text{Gleichung A-4}$$

Der besseren Übersicht halber wird im folgenden für die Summenausdrücke eine andere Schreibweise verwendet:

$$\sum_{i=1}^n \Psi_i \equiv [\Psi]$$

Aus den partiellen Ableitungen und der Minimumsbedingung (Gleichung A-3)

$$\frac{\partial f}{\partial a}(a, b, c) \stackrel{!}{=} 0, \quad \frac{\partial f}{\partial b}(a, b, c) \stackrel{!}{=} 0, \quad \frac{\partial f}{\partial c}(a, b, c) \stackrel{!}{=} 0$$

ergeben sich drei lineare Gleichungen:

$$a[x_i^2] + b[x_i y_i] + c[x_i] = [x_i z_i] \quad \text{Gleichung A-5}$$

$$a[x_i y_i] + b[y_i^2] + c[y_i] = [y_i z_i] \quad \text{Gleichung A-6}$$

$$a[x_i] + b[x_i] + c \cdot n = [z_i] \quad \text{Gleichung A-7}$$

In Matrixschreibweise stellt sich das lineare Gleichungssystem (Gleichung A-5, Gleichung A-6, Gleichung A-7) dar als

$$\begin{pmatrix} [x^2] & [xy] & [x] \\ [xy] & [y^2] & [y] \\ [x] & [y] & n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} [xz] \\ [yz] \\ [z] \end{pmatrix} \quad \text{Gleichung A-8}$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems kann entweder mit Hilfe des *Gaußschen Eliminationsverfahrens* oder aber durch Anwenden der *Cramerschen Regel* erfolgen /52/. Für den vorliegenden Fall bietet sich das zweite Lösungsverfahren an, da die Berechnung der großen Determinanten mittels EDV kein Problem darstellt. Die Systemdeterminante ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \|D\| &= \begin{vmatrix} [x^2] & [xy] & [x] \\ [xy] & [y^2] & [y] \\ [x] & [y] & n \end{vmatrix} \\ &= n \cdot [x^2] \cdot [y^2] + 2 \cdot [x] \cdot [y] \cdot [xy] - [x]^2 \cdot [y^2] - [y]^2 \cdot [x^2] - n \cdot [xy]^2 \end{aligned}$$

und die einzelnen Determinanten für a, b, und c

$$\begin{aligned} \|D_a\| &= \begin{vmatrix} [xz] & [xy] & [x] \\ [yz] & [y^2] & [y] \\ [z] & [y] & n \end{vmatrix} \\ &= n \cdot [xz] \cdot [y^2] + [xy] \cdot [y] \cdot [z] + [x] \cdot [y] \cdot [yz] - [xz] \cdot [y]^2 - [x] \cdot [y^2] \cdot [z] - n \cdot [xy] \cdot [yz] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \|D_b\| &= \begin{vmatrix} [x^2] & [xz] & [x] \\ [xy] & [yz] & [y] \\ [x] & [z] & n \end{vmatrix} \\ &= n \cdot [x^2] \cdot [yz] + [xz] \cdot [y] \cdot [x] + [x] \cdot [xy] \cdot [z] - [x^2] \cdot [y] \cdot [z] - [x]^2 \cdot [yz] - n \cdot [xz] \cdot [xy] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \|D_c\| &= \begin{vmatrix} [x^2] & [xy] & [xz] \\ [xy] & [y^2] & [yz] \\ [x] & [y] & [z] \end{vmatrix} \\ &= [x^2] \cdot [y^2] \cdot [z] + [xy] \cdot [yz] \cdot [x] + [xz] \cdot [xy] \cdot [y] - [x^2] \cdot [yz] \cdot [y] - [xz] \cdot [y^2] \cdot [x] - [xy]^2 \cdot [z] \end{aligned}$$

a, b und c erhält man über

$$a = \frac{\|D_a\|}{\|D\|}; \quad b = \frac{\|D_b\|}{\|D\|}; \quad c = \frac{\|D_c\|}{\|D\|}, \quad \text{sofern } \|D\| \neq 0 \quad \text{Gleichung A-9}$$

Um vom Bild der Interferenzphase  $\varphi$  diese Ebene zu subtrahieren, muß folgende Operation auf jeden interessierenden Bildpunkt angewandt werden:

$$\Phi(x, y) = \varphi(x, y) - (ax + by + c)$$

*Gleichung A-10*

## Literaturverzeichnis

- /1/ *Endmaße*, Firmenschrift der Karl Frank GmbH, Weinheim
- /2/ Dutschke, W. et al.: *Endmaßkalibrierung: Prüfmittelüberwachung im Qualitätsmanagement*, Expert Verlag, Renningen-Malmsheim (1997)
- /3/ *The International Definition of the Metre and its Realization*, Metrologia 22 (1986)
- /4/ *Längennormale – Parallelendmaße*, DIN EN ISO 3650 (1999-02)
- /5/ Bönsch, G.: *Gauge blocks as length standards measured by interferometry or comparison: Length definition, traceability chain and limitations*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /6/ Schmidt, H., Häuser, K.: *Endmasse – Arten, Behandlung, Anwendung im Meßraum und in der Werkstatt*, Erweiterte Fassung aus Technische Rundschau Nr. 24,28,49/1960, 49/1961
- /7/ Engelhard, E., Bayer-Helms, F.:  *$^{114}\text{Cd}$  and  $^{198}\text{Hg}$  Hot Cathode Spectral Lamps for Interferometry*, Metrologia Vol. 8 (1972)
- /8/ *Interferenzkomparatoren*, Druckschrift der JENOPTIK JENA GmbH
- /9/ Engelhard, E.: *Precise Interferometric Measurement of Gauge Blocks*
- /10/ Bayer-Helms, F.: *Parallelendmaße: Begriffe, Normung, Messung*, PTB-Bericht PTB-Opt-28 (1988)
- /11/ Grunert, H.-J.: *Endmaßmessung und Gerätedatenauswertung mit elektronischer Datenverarbeitung*, PTB-Mitteilungen
- /12/ Lehmann, R.: *Leitfaden der Längenmeßtechnik*, VEB Verlag Technik, Berlin (1960)
- /13/ Bönsch, G.: *Fotoelektrische Streifenbruchteilbestimmung im Köster'schen Interferenzkomparator*, Feinwerktechnik & Meßtechnik 84 (1976)
- /14/ Frennberg, M., Johannsson, M., Källberg, S., Kärn, U., Pendrill, L. R.: *Long gauge block interferometer using two frequency-stabilized lasers*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /15/ Salbut, L., Kujwińska, M.: *Modification of Kösters interferometer for automatisisation of gauge blocks measurement*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)



- /16/ Pugh, D. J., Jackson, K.: *Automatic gauge block measurement using multiple wavelength interferometry*, SPIE Vol. 656 Contemporary Optical Instrument Design, Fabrication and Testing (1986)
- /17/ Narumi, T., Saruki, Y., Nakamura, T., Iida, J., Shutoh, S., Sawabe, M.: *Interferometer for Long Gauge Blocks up to 1000 mm and It's Measurment Uncertainty*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /18/ Yatagai, T., Nakdate, S., Idesawa, M., Saito, H.: *Automatic fringe analysis using digital image processing techniques*, Optical Engineering, Vol. 21, No. 3 (1989)
- /19/ Narumi, T., Shutoh, S., Nakamura, T., Iida, J., Sawabe, M.: *Development of New Automatic Gauge Block Interferometer up to 250 mm*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /20/ Younus, M. I., Alam, M. S.: *Enhanced phase-stepped interferometry via appropriate filtering*, Optical Engineering, Vol. 38, No. 11 (1999)
- /21/ Creath, K.: *Phase-measurement interferometry techniques*, Progress in optics XXVI, E.Wolf (Ed.), Amsterdam (1988).
- /22/ Carré, P.: *Installation et utilisation du compateur photoelectrique et interferential dur Bureau International des Poids et Mesures*, Metrologia Vol. 2 (1966)
- /23/ Bönsch, G. : *Persönliche Mitteilungen*
- /24/ Nicolaus, R. A.: *Auswertung von Fizeau-Interferenzen mit Hilfe der Phasenverschiebungsinterferometrie*, PTB-Bericht PTB-Opt-41 (1993)
- /25/ Bönsch, G., Potulski, E.: *Fit of Edlén's formulae to measured values of the refractive index of air*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /26/ Bönsch, G., Potulski, E.: *Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae*, Metrologia Vol. 35 (1998)
- /27/ Nicolaus, R. A.: *Persönliche Mitteilungen*
- /28/ MC9000 Series Camera – Operation and Instruction Manual, EG&G Reticon
- /29/ RA100x100A/RA128x128A Solid-State Image Sensor Array – Preliminary Data Sheet, EG&G Reticon
- /30/ FFG – 10bit-Kamerasystem, Weißmann Meßtechnik

- /31/ Haitjema, H., Kotte, G. J.: *Long gauge block measurements based on a Twyman-Green interferometer and three stabilized lasers*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /32/ *HP5519A Laser Head*, Hewlett-Packard
- /33/ Rowley, W. R. C., Gill, P.: *Performance of Internal-Mirror Frequency-Stabilized He-Ne-Lasers Emitting Green, Yellow and Orange Light*, Applied Physics, B. 51, Springer-Verlag, Heidelberg (1990)
- /34/ Abou-Zeid, A.: *Rb-stabilized diode laser*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt (1994)
- /35/ Kühlke, D.: *Optik – Grundlagen und Anwendungen*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main (1996)
- /36/ Pérez, J.-P.: *Optik*, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, Oxford (1996)
- /37/ Naumann, H., Schröder, G.: *Bauelemente der Optik – Taschenbuch der technischen Optik*, 6. Auflage, Carl Hanser Verlag, München, Wien (1992)
- /38/ Firmenkatalog der Fa. The ImagingSource
- /39/ Picart P., Mercier, R., Lamare, M., Marioge, J.-P.: *Noise Introduced By A Moving Scatterer In A Coherent Imaging System In The Case Of A Non Punctual Detector*, Pure and Applied Optics, JEOS Part A, Vol. 5 (1996)
- /40/ Informationsschrift der Fa. µε-Meßtechnik GmbH & Co KG, Ortenburg (1994)
- /41/ Tipler, P. A.: *Physik*, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, Oxford (1994)
- /42/ Tietze, U., Schenk, Ch.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*, 9. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Barcelona (1990)
- /43/ Maslo, P., Dittrich, S.: *Das große Buch zu Visual Basic 3.0 für Windows*, DATA BECKER GmbH, Düsseldorf (1993)
- /44/ *Erläuterungen zum Protokollblatt für die interferometrische Prüfung von Parallelendmaßen*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt
- /45/ Debler, E., Böhme, H.: *Messung des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Parallelendmaßen*, Feinwerktechnik & Meßtechnik 84 (1976)
- /46/ Blanke, W.: *Eine neue Temperaturskala – Die neue Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS 90)*, PTB-Mitteilungen 99 (1989)

- 
- /47/ Bönsch, G.: *Interferometric calibration of an integrating sphere for determination of the roughness correction of gauge blocks*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /48/ Dühmke, M.: *Die Rauheit als Korrektionsgröße bei der interferentiellen Längenbestimmung an Endmaßen*, Fachberichte für Oberflächenmeßtechnik (1969)
- /49/ Bayer-Helms, F.: *Über den Einfluß von Luftdruck und Gewichtskraft auf Endmaße*, PTB-Mitteilungen 2/73 (1973)
- /50/ ISO, IEC, OIML, BIPM: *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, ISO (1994)
- /51/ *Meßunsicherheitsberechnung für interferentielle Kalibrierung von kurzen Endmaßen von 0,5 mm bis 200 mm Nennmaß*, PTB (2000)
- /52/ Lan, Y., Chang, W.: *Uncertainties in the Measurement of Gauge Blocks by Interferometry*, Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology, SPIE Proceedings Series, Vol. 3477 (1998)
- /53/ Beitz, W., Grote, K.-H.: *DUBBEL – Das elektronische Taschenbuch für den Maschinenbau*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1999)
- /54/ Kilian, U., Weber, Chr.: *Lexikon der Physik*, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, Oxford (2000)

# Lebenslauf

## Angaben zur Person

Name	Torsten Gruhn
Geburtsdatum und -ort	04. September 1966 in Duisburg

## Schulbesuch

1973 – 1977	Grundschule Ahlhorn, Ahlhorn
1977 – 1979	Orientierungsstufe im Schulzentrum Ahlhorn, Ahlhorn
1979 – 1983	Gymnasium im Sekundarbereich I Großenkneten, Ahlhorn
1983 – 1986	Clemens-August-Gymnasium, Cloppenburg

## Studium

1986 – 1993	Studium des Maschinenbaus an der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig
-------------	--

## Praktika

1986	Grundpraktikum bei der Firma BEB Erdgas und Erdöl GmbH, Großenkneten
1992	Fachpraktikum bei der Firma Preussag Stahl AG, Salzgitter

## Beruf

1994 – 1997	Wissenschaftlicher Angestellter an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), Braunschweig
1998 – 2001	Angestellt bei der opdix OptoElectronic GmbH, Geretsried
2001 –	Angestellt bei der Rohwedder Visotech GmbH, Markdorf